

THÈSE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

par

Michel SUNYACH

Attaché de recherche au C.N.R.S

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES FRONTIÈRES
D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS LIBRES

Soutenue le 28 mai 1971 devant la Commission d'Examen

M. J. MATHIEU

Président

MM. E. A. BRUN

M. GODET

Mle. G. COMTE-BELLOT

Examineurs

THÈSE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

par

Michel SUNYACH

Attaché de recherche au C.N.R.S

**CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES FRONTIÈRES
D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS LIBRES**

Soutenue le 28 mai 1971 devant la Commission d'Examen

M. J. MATHIEU

Président

MM. E. A. BRUN

M. GODET

Mlle. G. COMTE-BELLOT

}
Examineurs



UNIVERSITE CLAUDE BERNARD

LYON

Président : M. le Professeur J. BOIDIN

1er Vice-Président : M. R. TOURAINÉ, Maître de Conférences agrégé.

2ème Vice-Président : M. P. PONCET, Maître-Assistant.

3ème Vice-Président : M. D. SETTELEN, Etudiant.

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

UNITES

DIRECTEURS

U.E.R. médicale Grange-Blanche

M. le Professeur D. GERMAIN

U.E.R. médicale Alexis-Carrel

M. le Professeur C. GIROD

U.E.R. médicale LYON-Nord

M. le Professeur A. BERTOYE

U.E.R. médicale LYON-Sud-Ouest

M. le Professeur L. TOLOT

U.E.R. des Sciences pharmaceutiques

M. M. CARRAZ, Maître de Conférences agrégé

U.E.R. des Techniques de Réadaptation

M. le Professeur P. MOUNIER-KÜHN

U.E.R. de Biologie humaine

M. J.C.CZYBA, Maître de Conférences agrégé

Institut Régional d'Education Physique
et Sportive

M. J. SAPIN, Professeur E.P.S.

U.E.R. de Mathématiques

M. le Doyen J. BRACONNIER

U.E.R. de Physique

M. le Professeur M. DUFAY

U.E.R. de Chimie et Biochimie

M. le Professeur D. GAUTHERON

U.E.R. des Sciences de la Nature

M. le Professeur L. DAVID

U.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie

M. le Professeur J. CHANEL

U.E.R. de Physique nucléaire

M. le Professeur A. SARAZIN

Institut Universitaire de Technologie I

M. le Professeur L. FEUVRAIS

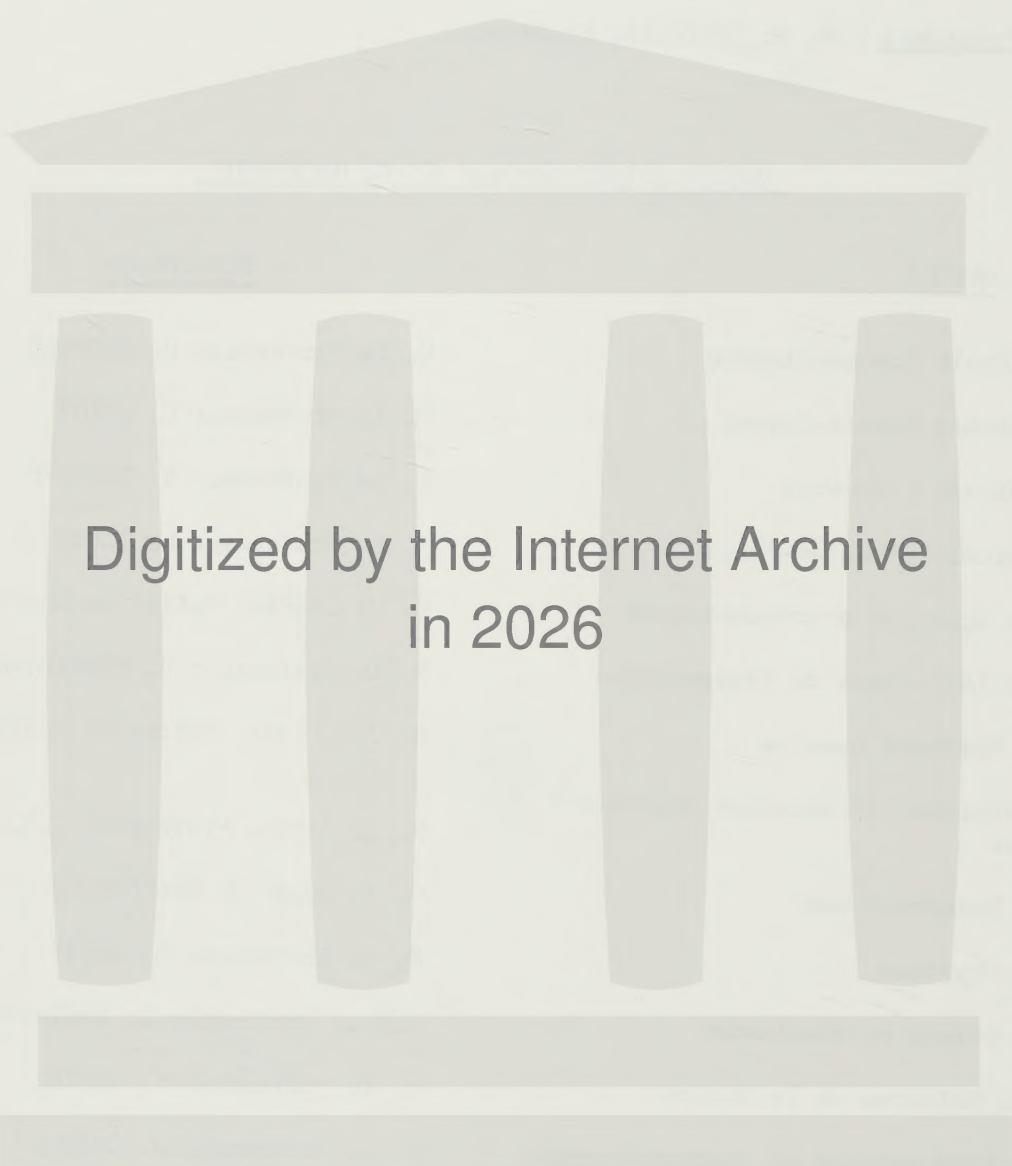
Institut Universitaire de Technologie II

M. J. GALLET

Observatoire

M. le Professeur J.H. BIGAY

Secrétaire Général : M. P. IZAUTE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552607_0007

Cette étude, qui m'a été proposée par Monsieur le Professeur J. MATHIEU, a été effectuée au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Lyon dans le cadre des recherches concernant la structure des écoulements libres. Ma présence au C.N.R.S. m'a permis de la mener à bonne fin et je prie Monsieur le Directeur Général du Centre National de la Recherche Scientifique d'accepter l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Monsieur le Professeur E.A. BRUN, Membre de l'Institut, a bien voulu parrainer ma recherche auprès du C.N.R.S., et a toujours suivi mes travaux avec intérêt et bienveillance. Je le prie d'agréer mes respectueux remerciements et je lui suis en outre très reconnaissant de l'honneur qu'il me fait en participant au Jury de cette thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur J. MATHIEU, qui a bien voulu m'accorder de nombreuses heures de discussions et me faire bénéficier de ses vastes connaissances.

Mes remerciements s'adressent aussi à Madame le Professeur G. COMTE-BELLOT qui a suivi mes recherches avec beaucoup de sollicitude et dont les conseils ont constitué pour moi une aide efficace et sûre.

Je remercie Monsieur le Professeur M. GODET pour les encouragements qu'il m'a formulés et l'intérêt qu'il a bien voulu porter à mon travail et aussi pour l'excellent accueil qu'il m'a réservé dans son Laboratoire de Mécanique des Contacts pendant mon service militaire.

Je tiens à adresser mes vifs remerciements à mes collègues du Laboratoire pour leur collaboration constante et fructueuse, notamment à Messieurs J.P. SCHON, A. STROHL et G. JANODET.

Je ne manquerai pas non plus de remercier le personnel technique du Laboratoire, particulièrement Monsieur B. MUSY pour son aide dans le domaine de l'électronique, Monsieur VOGÉ et Madame ROCHE pour la patience et le soin qu'ils ont apportés à la réalisation du présent mémoire.

TABLES DES MATIERES

	Pages
<u>CHAPITRE I</u>	
But de l'étude	1
<u>CHAPITRE II</u>	
Description des Installations	9
1°) Zone de mélange	9
2°) Jets bidimensionnels	12
3°) Couches limites	12
<u>CHAPITRE III</u>	
Appareillage et Technique de mesures	14
1°) Mesure des valeurs moyennes	14
2°) Mesure des intensités de turbulence	16
3°) Mesure des tensions turbulentes	19
4°) Mesure des fluctuations de température	26
<u>CHAPITRE IV</u>	
Mesure de l'Intermittence	29
1°) a) Position du problème	29
b) Choix de la variable de détection	30
c) Le traitement des signaux	31
2°) Mesure du coefficient d'intermittence	36
3°) Description technique et mise en oeuvre des mesures de	38
4°) Technique d'échantillonnage	40

CHAPITRE V

Quasi-équilibre de la zone de mélange	43
1°) Conditions de l'équilibre des tensions	43
2°) Equilibre des flux thermiques	47
3°) Intensités de turbulence	50

CHAPITRE VI

Fluctuations induites aux limites d'écoulements turbulents	52
1°) Existence de fluctuations induites dans la zone à potentiel d'un jet plan	52
2°) Zone de validité de la loi de PHILLIPS	53
3°) Comparaison des lois de PHILLIPS obtenues dans une couche limite naturelle et une couche limite épaissie initialement par soufflage	55
4°) Evolution des fluctuations transversales u_2 , u_3 et des tensions de Reynolds $u_1 u_2$	57
5°) Etude du mouvement induit	59

CHAPITRE VII

Evolution de l'intermittence dans différents écoulements	64
1°) Etude des profils d'intermittence aux frontières de la zone de mélange	64
2°) Profils d'intermittence dans les jets	65
3°) Evolution de l'intermittence et de l'entraînement dans les jets	67
4°) Intermittence des couches limites	68
5°) Intermittence cinématique et thermique dans la zone de mélange	70

CHAPITRE VIII

Analyse des caractères des frontières de la zone de mélange déduits de l'étude des signaux intermittents thermiques 74

1°) Schéma de structure pour les bouffées de turbulence 74

2°) Perméabilité de la frontière des écoulements turbulents 79

3°) Compatibilité des différences relevées sur les profils moyens en bordure d'écoulement avec l'existence d'un front turbulent unique 83

CONCLUSION 89

BIBLIOGRAPHIE 94

C H A P I T R E I

BUT DE L'ETUDE

On sait depuis les travaux de CORRSIN et KISTLER [1] que les zones turbulentes sont séparées du reste de l'écoulement par une frontière abrupte de forme complexe et que les fluctuations des régions non turbulentes ont un caractère irrotationnel.

Il y a vraisemblablement une liaison étroite entre les mécanismes qui provoquent l'entraînement du fluide non turbulent et ceux qui sont responsables des mouvements de frontière. Il est par contre beaucoup moins sûr que ces mouvements soient les seuls déterminants dans cet entraînement : on verra que l'amplitude des mouvements intermittents peut être très grande même pour des écoulements qui entraînent peu. Du reste en se plaçant d'un point de vue énergétique ainsi que le fait TOWNSEND [2] on comprendrait assez mal comment les très larges structures porteuses de peu d'énergie seraient les uniques éléments de contrôle d'un mécanisme qui demande en fin de compte une mise en turbulence du fluide entraîné jusqu'à un niveau élevé.

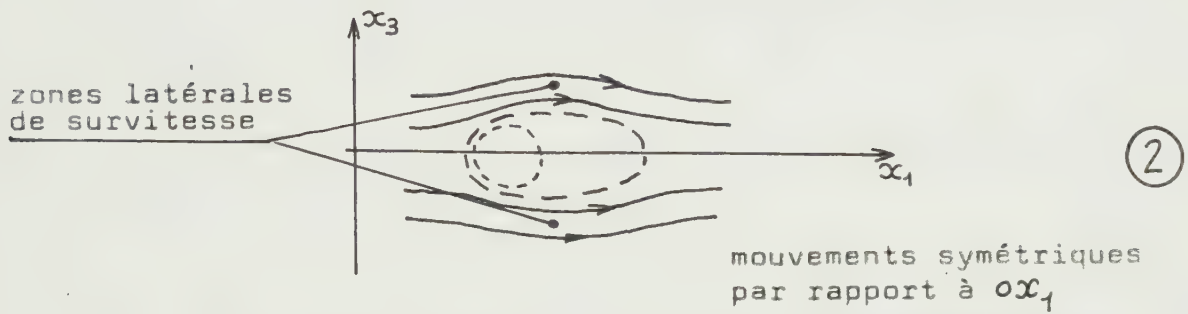
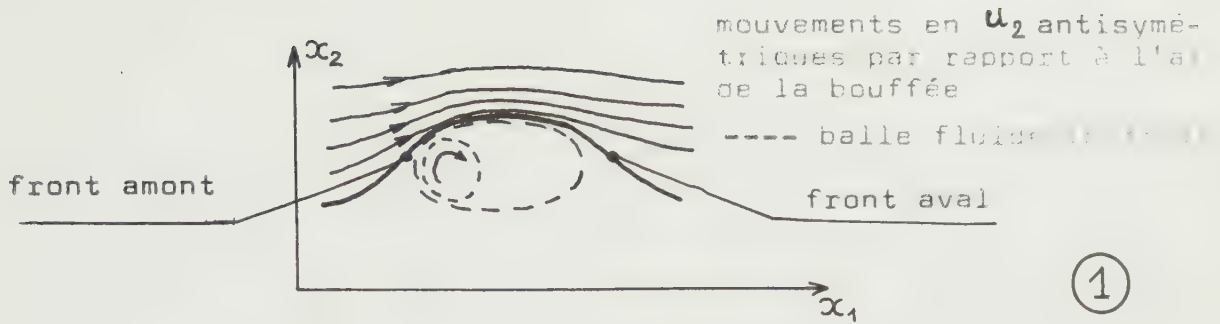
Dans le but de parvenir à une meilleure compréhension de ces phénomènes les études d'écoulements intermittents ont été poursuivies par de nombreux chercheurs. L'élaboration d'une théorie de l'entraînement est d'ailleurs d'intérêt actuel, puisque certaines méthodes modernes de calcul de couches limites turbulentes utilisent une fonction d'entraînement qui a le plus souvent un caractère empirique.

CORRSIN et KISTLER avaient proposé pour interpréter leurs résultats obtenus dans un jet rond et en bordure d'une couche limite, ainsi que ceux de TOWNSEND pour un sillage, un modèle de frontière qui se déplace normalement à la composante principale de la vitesse avec une célérité correspondant à l'aspiration du fluide extérieur et où les forces visqueuses jouent un rôle déterminant dans l'extinction de la vorticité. La vitesse de propagation ainsi obtenue est en bon accord avec les résultats expérimentaux. On ne doit cependant pas imaginer que l'entraînement se produit d'une manière uniforme.

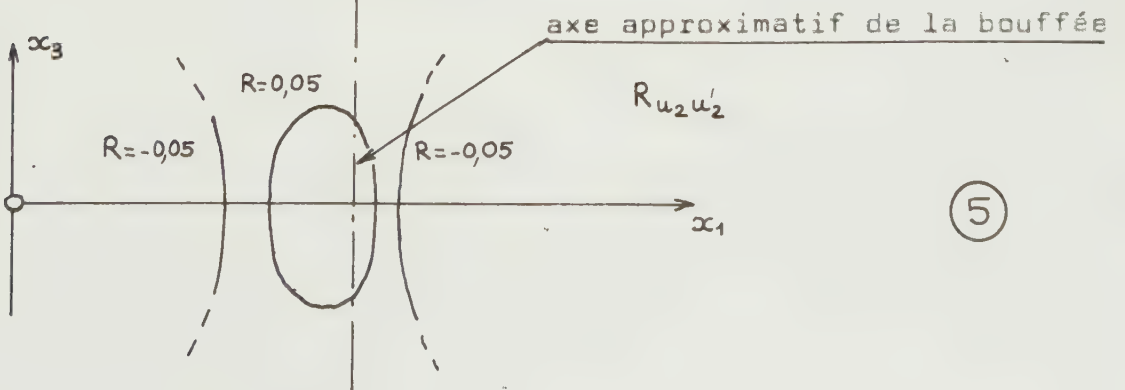
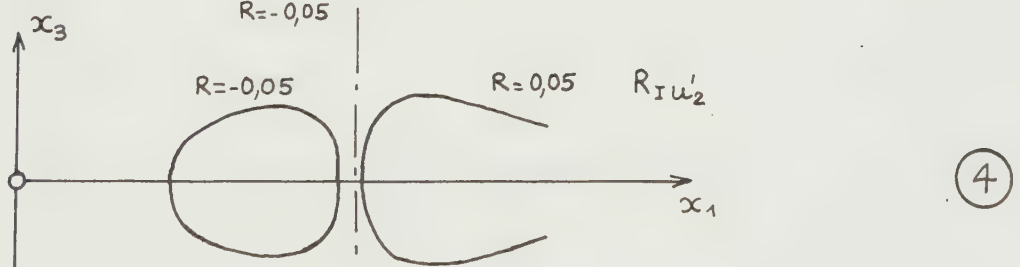
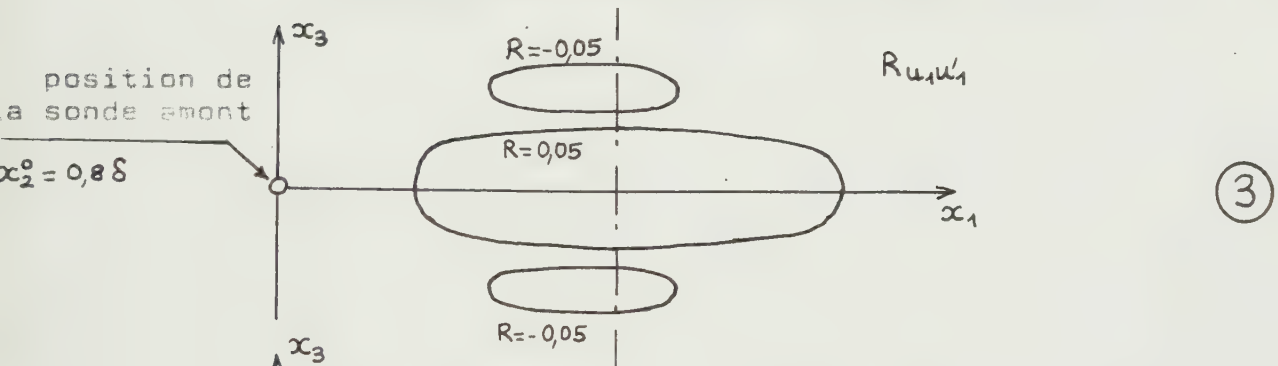
Une description détaillée de l'écoulement au voisinage de la frontière est fournie par les essais récents de KOVASZNAY, KIBENS et BLACKWELDER [3] . Ceux-ci effectuent des mesures de corrélation spatio-temporelle $R(\Delta x_1, \Delta x_3, t_d)$ en bordure de la couche limite, pour un espacement Δx_1 assez grand, afin que seules subsistent les contributions apportées par les plus grosses structures et présentent un schéma de développement des bouffées intermittentes qui se résume de la façon suivante :

Une bouffée naît d'un violent mouvement vers l'extérieur d'une balle fluide de dimension caractéristique $\delta/2$ (schéma (1)). Elle se trouve par conséquent animée :

- d'une vitesse plus faible que l'écoulement environnant,
- d'un moment angulaire proportionnel à $\partial U_1 / \partial x_2$



Développement d'une bouffée d'après KOVASZNAY [4]



Lignes d'iso-corrélation déduites des corrélations spatio-temporelles $R(\Delta x_1, \Delta x_3, t_d)$ d'après KOVASZNAY, KIBENS et BLACKWELDER [3]

L'écoulement au voisinage de la frontière serait alors pour une brève durée semblable à l'écoulement autour d'une sphère ; il engendrerait "un sillage turbulent" tandis que la balle fluide adapterait, par suite du mélange, sa quantité de mouvement et son moment angulaire aux nouvelles conditions locales.

Il se produit par rapport à la bouffée et de part et d'autre de celle-ci :

- des survitesses pour la composante u_1 (schéma 2), qui se traduisent par des zones de corrélation $R_{u_1 u'_1}(\Delta x_1^0, \Delta x_3, t_d)$ négatives (schéma 3).
- un double mouvement ascendant (front amont) et descendant (front aval) de l'écoulement voisin de la frontière qui donne aux corrélations $R_{1 u'_2}(\Delta x_1^0, \Delta x_3, t_d)$ leur caractère antisymétrique par rapport à l'axe de la bouffée (schéma 4). En effet un aspect symétrique serait nécessairement associé au mouvement ascendant de la bouffée et descendant entre les bouffées mais il présenterait d'après les auteurs un degré de cohérence moins grand que le mouvement antisymétrique.

Notons cependant que les corrélations $R_{u_2 u'_2}(\Delta x_1^0, \Delta x_3, t_d)$ font apparaître dans les bouffées un double mouvement ascendant et descendant dont le plan de symétrie serait décalé vers l'amont (schéma 5), et qui peut par conséquent contribuer au caractère antisymétrique général. L'existence de mouvements qui

"accompagnent" le front est d'ailleurs bien mise en évidence par les mesures de vitesses $\hat{U}_2$, échantillonnées en un point, sur lesquelles nous reviendrons ultérieurement.

KOVASZNAVY [4] suggère que l'ensemble de ces phénomènes résulte d'un processus d'instabilité qui engendre des structures de plus en plus grandes lorsque la distance à la paroi augmente. Les bouffées prendraient donc naissance assez profondément dans la couche limite, ce qui n'a pu encore être vérifié expérimentalement.

Observons dès maintenant que le modèle présenté suppose la présence d'un gradient transversal de vitesse moyenne, et explique pourquoi la vitesse de convection U_1^c de la frontière est légèrement plus faible que la vitesse moyenne U_1^o de l'écoulement à potentiel ($U_1^c \approx 0,95 U_1^o$ pour la couche limite). Il ne permet donc pas de comprendre l'évolution du front turbulent quand il n'y a pas de gradient de vitesse comme c'est le cas dans l'expérience de MOBBIS [5] qui étudie l'intermittence en aval d'une grille composée de deux barreaux et d'un grillage fin tendu entre ces barreaux et les parois de la veine. Dans ce cas le mode de pénétration du champ turbulent dans le fluide ambiant s'apparente à un processus de "diffusion" opéré par de petites échelles, certaines instabilités fondamentales liées à la double présence d'un gradient de vitesse et de contraintes tangentielles étant éliminées dans cette expérience.

Bien que le gradient transversal de vitesse moyenne $\partial U_1 / \partial x_2$ ne semble pas aussi essentiel dans le schéma donné par TOWNSEND [2] il reste apparemment sous-jacent, l'évolution proposée s'effectuant selon les étapes suivantes :

- En l'absence de grosses structures l'intensité de turbulence décroît jusqu'à ce que l'écoulement devienne instable et développe de grands tourbillons d'échelle convenable.
- Le système tourbillonnaire ainsi engendré, associé au champ turbulent et à son processus essentiel d'allongement des lignes de vortex s'intensifie et provoque un violent entraînement du fluide ambiant.
- La "mise en turbulence" des masses ainsi entraînées s'effectue par un processus interne de diffusion opéré grâce à des fluctuations d'échelle modérée. L'expansion des grosses structures se trouve alors limitée, et il s'en suit une période de calme relatif au cours de laquelle le cycle recommencerait.

Sur le plan énergétique cette évolution se traduit par l'existence d'un mécanisme auto-régulateur qui suppose les capacités d'entraînement du fluide limitées par son aptitude à créer dans les masses entraînées un niveau d'agitation convenable. On doit naturellement se demander si l'expérience confirme l'existence de périodes de calme ou d'instabilité relative, qui correspondent naturellement à la création d'une nouvelle bouffée.

Parmi les tentatives plus globales pour appréhender le problème de l'entraînement on peut aussi considérer celle de GARTSHORE [6] qui ne retenant dans l'équation de l'énergie que les termes correspondant à la production et à la dissipation déduit une relation du type

$$- (\overline{u_1 u_2}) \sim \sigma^2 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right)^2$$

où σ est l'écart type relatif à la position du front turbulent. Il est douteux cependant que la simplification ainsi introduite puisse être valable pour les grosses structures puisque la balance d'énergie [7] , [8] , fait apparaître des termes de convection et diffusion importants dans la partie externe des couches limites ou en bordure de jets. La relation indiquée ne paraîtrait en conséquence vérifiée que pour des groupes d'écoulements tels par exemple les jets pour lesquels l'évolution de σ suit un équilibre approximatif, bien que comme nous le verrons le profil d'intermittence n'est pas lui-même en équilibre.

Ce dernier résultat inclinerait à penser qu'il n'y a pas de relation générale entre l'évolution de σ et l'entraînement. Une étude plus détaillée de la couche limite soumise à un gradient de pression favorable nous paraîtrait à ce point de vue intéressante. En effet FIEDLER et HEAD [9] , étudiant une couche limite de ce type, mettent en évidence une double évolution de la position moyenne $\overline{x}_2$ du front turbulent de son écart type σ en fonction du paramètre de forme $H = \delta^*/\theta$. Ainsi $\overline{x}_2/\delta$ croît tandis que l'amplitude σ/δ diminue avec H . Cette étude ne nous permet cependant pas de déterminer quel est le sens de variation de débit de fluide turbulent lorsque H croît. Dans l'éventualité d'un rejet de fluide à travers la frontière il ne nous semble pas que le raisonnement de KOVASZNAY suffise seul à expliquer alors le comportement de cette couche limite.

C'est donc en fait une étude détaillée des différentes zones intermittentes qui s'avère nécessaire. Nous avons mené notre recherche dans différents types d'écoulements, afin de faciliter les comparaisons éventuelles, mais notre intérêt s'est porté plus spécialement sur la zone de mélange d'un jet bidimensionnel plan. La structure interne de ce dernier écoulement a pu être précisée à partir de l'analyse des signaux de températures relevés simultanément en différents points de l'écoulement chauffé (Chapitre VIII).

C H A P I T R E I I

DESCRIPTION DES INSTALLATIONS

1°) Zone de mélange :

L'installation utilisée pour l'étude de la zone de mélange comprend (Fig. 1) :

- a) Un caisson d'aspiration équipé d'un filtre à poussière,
- b) un conduit comportant une batterie chauffante,
- c) un ventilateur moyenne pression,
- d) un caisson de tranquillisation,
- e) un tronçon de section constante où peuvent être placés des dispositifs destinés à diminuer la turbulence,
- f) un convergent plan de rapport de contraction 12 à 1,
- g) deux baffles latéraux,
- h) un dispositif d'exploration.

Le filtre à poussière de fabrication Schneider-Poelmann se compose de 60 dièdres en papier plié disposés suivant les 4 faces latérales d'un caisson d'aspiration. L'efficacité du papier, à base d'alfa et d'amiante qui constitue ces éléments est de 97 % pour des particules minérales de 3 μ .

La batterie chauffante a une puissance maximum de 30 Kwh, dont une partie variable peut être commandée à l'aide d'un régulateur par tout ou rien de type pyrectron.

Ce système maintient la température à $\pm 0,1^{\circ} \text{C}$ autour de la valeur affichée, et sert surtout à la mise en route. On peut en effet obtenir un régime de quasi-équilibre par un réglage correct de la puissance de chauffe ce qui permet de réaliser des séries de mesure avec $|\Delta T| < 0,2^{\circ} \text{C}$. En régime variable, la stabilité de la température de déclenchement du pyrectron est meilleure que $0,1^{\circ} \text{C}$. Cette constatation nous a été utile pour certains étalonnages, en particulier pour évaluer le coefficient de sensibilité parasite à la vitesse des sondes de température. Pour diminuer le temps de mise en régime et les pertes de chaleur, toutes les parois sont doublées et isolées par 5 cm de laine minérale. On s'est efforcé de régler la ventilation du local pour maintenir la température ambiante à $\pm 1^{\circ} \text{C}$ près pendant la durée des expériences. Le groupe ventilateur de la soufflerie est alimenté par un variateur électronique dont la précision est voisine du millième. Celui-ci permet d'obtenir des vitesses à la buse comprise entre 1 et 36 m/s. Le caisson de tranquillisation est muni d'un grillage et le tronçon de section constante de deux filtres anti-giratoires à mailles carrées de 3 et 1,5 cm, profonds de 16 cm. Un grillage fin est placé à un demi-diamètre en amont du convergent terminal.

La buse a des dimensions de 4 x 48 cm, son plan de symétrie est disposé horizontalement et le jet peut se mélanger à l'air ambiant de part et d'autre de ce plan de symétrie. Les autres limites sont solides et matérialisées par deux baffles verticaux parallèles en duralumin de dimensions 90 x 100 cm. La disposition ainsi définie permet d'obtenir un écoulement moyen bidimensionnel approximatif dans la zone étudiée qui s'étend au maximum jusqu'à 16 cm

de la section de sortie. L'épaisseur e de la buse reste constante à 0,5 % près, on assure dans ces conditions une répartition de vitesse très homogène $\Delta U_1^0 \simeq 0,5 \%$ et un niveau de turbulence $\sqrt{u_i^2}/U_1^0$ global voisin de 0,25 %.

Le dispositif d'exploration, pour les déplacements parallèles au plan de symétrie, est constitué par une petite table de fraiseuse placée à 80 cm en dessous de l'axe du jet. Les porte - sondes sont fixés sur un chariot guidé par deux colonnes verticales de 15 mm de diamètre et dont le mouvement est assuré par une vis au pas de 1 mm, la précision optimale de cet ensemble est de 1/50 mm. Pour les mesures de corrélation un autre dispositif à déplacement vertical peut être fixé à la partie supérieure des baffles latéraux. Le positionnement vertical des sondes est fait dans chaque section en contrôlant la symétrie de l'écoulement.

Les mesures sont effectuées dans les sections suivantes situées aux distances x_1 de la buse

40 , 60 , 80 , 100 , 120 mm

pour l'écoulement chauffé ou non. Dans les deux cas le nombre de Reynolds construit sur l'épaisseur e de la buse est voisin de 50 000.

Les mesures sur l'écoulement chauffé ont été réalisées pour deux valeurs de l'écart de température $T^0 - T^r$: 54° et 16° C . Pour la section $x_1 = 80$ mm le nombre de Reynolds construit sur l'épaisseur δ de la zone de mélange

est $Re_s = 28\ 000$, tandis que le nombre de Grashoff est $Gr = 80\ 000$ pour l'écart de température maximum ($T^o - T^r = 54^o\ C$). De tels chiffres correspondent à un régime où les phénomènes de convection forcée sont en principe prépondérants.

2°) Jets bidimensionnels :

Nous avons étudié l'intermittence des jets dans une installation semblable à la précédente.

Pour le jet libre les dimensions de la buse sont :

6 × 600 mm

Pour le jet pariétal plan ou courbe :

10 × 900 mm

Dans le dernier cas, le rayon de la plaque est de 1,20 m ou de 2,50 m.

Les mesures sont effectuées dans chaque cas dans les sections

400 , 600 , 800 , 1 000 mm

pour des nombres de Reynolds de buse voisin de 23 000.

3°) Couches limites :

Les couches limites étudiées se développent dans une soufflerie à circuit ouvert dont la veine longue de 10 m a une section rectangulaire de 1,20 m × 1 m. Le plafond de cette veine est réglable pour éliminer la composante longitudinale du gradient de pression.

Une plaque poreuse en bronze fritté longue de 0,60 m, implantée juste en amont de la veine, laisse la possibilité d'injecter un flux secondaire pour épaissir la couche limite.

Les vitesses moyennes utilisées pour les expériences sont de 6,60 m/s et 10 m/s et les mesures sont effectuées dans les sections situées respectivement à 6,08 ; 8,20 ; 9,20 m du point de départ des couches limites.

C H A P I T R E I I I

APPAREILLAGE ET TECHNIQUE DE MESURES

Le présent chapitre présente les différentes techniques utilisées pour l'étude des grandeurs cinématiques de l'écoulement à la température ambiante, et des quantités thermiques correspondantes pour l'écoulement chauffé. Nous décrirons dans le chapitre suivant le problème de la mesure du facteur d'intermittence et de la détection de l'interface écoulement à potentiel, écoulement turbulent.

1°) Mesure des valeurs moyennes :

a) vitesses :

Les profils de vitesse sont déterminés à partir d'une mesure de pression **totale corrigée** de la pression statique au même point. La prise de pression totale est formée d'un tube en nickel long de 50 mm et dont les diamètres intérieur et extérieur sont respectivement de 1 et 2 mm. Ce tube est soudé dans le prolongement du corps de sonde. La pression statique a été mesurée séparément à l'aide d'une sonde cylindrique de 60 mm de long, de 2 mm de diamètre et à étrave sphérique, comportant six orifices répartis sur une section droite, à 20 mm de l'extrémité.

On peut chercher à évaluer les corrections à apporter pour tenir compte des effets des fluctuations de vitesse turbulentes. Prenant la relation de Goldstein dans

laquelle nous faisons $\overline{u_2^2} = \overline{u_3^2}$, et appliquant les corrections de pression indiquées par BARAT [10] soit :

$$p_{s \text{ mes}} - p_{s \text{ réelle}} = -2 K_s \overline{u_2^2}$$

$$p_{T \text{ mes}} - p_{T \text{ réelle}} = -2 K_T \overline{u_2^2}$$

nous avons

$$(p_{T \text{ mes}} - p_a) - (p_{s \text{ mes}} - p_a) = \frac{\rho}{2} U_1^2 + \frac{\rho}{2} \left[\overline{u_1^2} + (1 - (K_T + K_s)) 2 \overline{u_2^2} \right]$$

En un point de la zone de mélange situé dans le prolongement de la buse on a approximativement

$$\sqrt{\overline{u_1^2}}/U_1^0 \simeq \sqrt{\overline{u_2^2}}/U_1^0 = 0,18 \quad \text{et} \quad U_1/U_1^0 = 0,71$$

Adoptant alors pour les coefficients K_T et K_s les valeurs 0,25 et 0,43 proposées par BARAT pour des sondes voisines des nôtres, nous obtenons

$$\frac{U_1^2}{\overline{u_1^2} + 2 \overline{u_2^2} (1 - (K_T + K_s))} \simeq 4,6$$

ce qui équivaut à une erreur de 10 % environ sur la mesure des vitesses moyennes. Bien que ces corrections paraissent relativement importantes, nous ne les avons pas effectuées systématiquement car elles ne nous paraissent pas apporter de précision nouvelle pour la détermination des limites de la zone de mélange, ou pour l'appréciation de la similitude des profils.

D'autre part, la précision des mesures brutes devient très faible pour les valeurs de U_1/U_1^0 inférieures à 0,1. On peut penser obtenir de meilleurs résultats

à l'aide d'un anémomètre à fil chaud, mais il faut à ce moment là effectuer une correction à cause de la vitesse résiduelle $U_2(\delta_1)$ (cf. Chapitre V) que l'on peut évaluer à $0,035 U_1^0$. On voit que l'erreur commise est déjà de 5 % lorsque $U_1/U_1^0 = 0,1$.

Ces considérations soulignent les difficultés rencontrées par les méthodes classiques de mesure aux frontières libres des écoulements.

b) température :

Les profils de température moyenne sont déterminés à l'aide d'une sonde à thermocouple Fer-Constantan, dont l'extrémité grossièrement sphérique a un diamètre voisin de 1 mm. Ce thermocouple est monté en différentiel avec un thermocouple semblable placé dans du pétrole à température maintenue constante. Les liaisons sont faites avec du câble compensé. On étalonne l'ensemble en plongeant la sonde dans un bain thermostaté. La sensibilité obtenue est de $50 \mu V/^{\circ}C$ environ et la précision des mesures voisine de $0,1^{\circ} C$.

2°) Mesure des intensités de turbulence :

Les grandeurs fluctuantes ont été mesurées par la technique de l'anémométrie à fil chaud.

Pour les mesures nécessitant un fil simple, nous avons utilisé des sondes miniatures DISA-55 A 25 de diamètre égal à 3 mm. Les broches d'origine ont été modifiées ou remplacées pour amener leur écartement à 3,5 mm. Un fil de Wollaston de 50μ est alors sondé sur leurs extrémités.

On décape ensuite la gaine d'argent sur 0,8 mm pour faire apparaître la partie sensible en platine de 5μ . La disposition des supports de sonde est toujours parallèle à l'écoulement, sauf pour les mesures de corrélation pour lesquelles l'angle des supports et de la vitesse moyenne est de 45° . Des études systématiques faites par COMTE-BELLOT, STROHL et ALCARAZ [11] justifient quantitativement les avantages de ces diverses dispositions. Pour les mesures nécessitant des fils croisés (isolement de u_2 , u_3), on utilise toujours une sonde dont les broches sont distantes de 3,5 mm mais les fils sont soudés en anse de panier à l'intérieur des broches. Nous avons en effet remarqué, en mesurant $\overline{u_1 u_2} / u'_1 u'_2$ à l'aide d'une sonde portant un fil normal à la direction moyenne de l'écoulement (sensible à u_1) et l'autre incliné à 45° environ, que les fils soudés dans le plan des broches sont sensibles au sillage de celles-ci. Ainsi, dans un jet, les réponses obtenues suivant que la broche la plus avancée dans l'écoulement se trouve côté axe (cas 1) ou côté extérieur (cas 2) devraient être identiques au signe près. Il n'en est rien, seule la deuxième disposition (cas 2), pour laquelle une grande partie des particules fluides atteint la partie sensible avant la broche amont (fig. 2), a une apparence d'exactitude. Nous avons vérifié par une exploration transversale que l'on aboutit bien aux mêmes conclusions dans la partie opposée de l'écoulement (ce qui écarte l'hypothèse d'une disymétrie des tensions). Nous avons effectivement constaté que la disposition préconisée supprime en grande partie le défaut que nous venons de décrire. Les deux genres d'anémomètres à intensité ou à température constante ont été mis en oeuvre pour obtenir u'_1 le premier seulement pour u'_2 et u'_3 . Lorsque nous avons employé les deux méthodes

les valeurs trouvées sont en bon accord; on observe seulement quelques différences aux faibles vitesses (sur le bord extérieur du jet), celles-ci restent d'ailleurs compatibles avec la dispersion des mesures.

Dans le montage à intensité constante, l'intensité du courant dans le fil de 5μ a une valeur de 55 mA, et la constante de temps du circuit de compensation est de $450\mu s$. La bande passante de l'amplificateur est de 0,5 - 200 KHz (3 db). Mais nous l'avons en général limitée à 16 KHz par un filtre à 3 db par octave. Les mesures de valeur efficace sont faites à l'aide d'un voltmètre BRUEL & KJAER type 2 de bande passante 2 Hz - 200 KHz. L'isolement des signaux correspondant à u_2 (ou u_3) est obtenu en cherchant le coefficient K qui rend la différence pondérée $e_1 - K e_2$ de la tension des deux fils insensibles à U_1 . L'amplificateur compensé est alors utilisé en différentiel.

Dans le montage à température constante (Anémomètre THERMOSYSTEMS 1050), la bande passante part en principe du continu et nous avons utilisé un filtre à 20 KHz. Le voltmètre efficace fixe donc la fréquence inférieure de coupure à 2 Hz. L'isolement des signaux correspondant à u_2 (ou u_3) est obtenu d'une façon similaire à celle que l'on vient de décrire à la différence que l'on traite maintenant les signaux issus des anémomètres à l'aide d'amplificateurs opérationnels de type BURR-BROWN. L'isolement du signal correspondant à u_1 est fait en cherchant le coefficient qui rend la somme pondérée $e_1 + K e_2$ de la tension des deux fils insensible à une variation de l'angle d'incidence de $-\psi$ à $+\psi$. Les opérations, ainsi que les étalonnages,

sont effectués à la sortie de la buse. On s'efforce tout d'abord d'orienter au mieux la sonde dans l'écoulement (parallèlement à Ox_1) pour que le réglage effectué pour isoler u_1 et u_2 reste correct lorsque l'on fait tourner la sonde sur elle-même de $\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire pour isoler u_1 et u_3 . Il est en effet plus commode de déterminer K à partir d'une déviation angulaire autour d'un axe parallèle à Ox_3 (vertical) passant par le milieu des éléments sensibles. A cause des différences importantes des niveaux relevés dans la zone de mélange d'une part et dans le cône à potentiel d'autre part, on est amené à utiliser des amplificateurs intermédiaires à gain calibré. La bande passante est alors limitée à 2 Hz lorsque le gain est supérieur à 1.

On obtient une approximation du niveau de bruit de fond en effectuant une mesure de tension efficace la soufflerie arrêtée, ou mieux en abritant la sonde. Cette manière de procéder suppose que le bruit de fond est le même quelle que soit l'intensité du courant qui traverse le fil ce qui est probable. On a trouvé un rapport signal-bruit supérieur à 8 dans la buse où comme on l'a vu le niveau de turbulence est d'environ $0,25 \cdot 10^{-2} U_1^0$.

3°) Mesure des tensions turbulentes :

a) Méthode :

Les tensions turbulentes peuvent être calculées en résolvant le système classique

.../...

$$\overline{e_1^2} = \alpha_1^2 \frac{\overline{u_1^2}}{U_1^2} + 2 \alpha_1 \beta_1 \frac{\overline{u_1 u_2}}{U_1^2} + \beta_1^2 \frac{\overline{u_2^2}}{U_1^2}$$

$$\overline{e_2^2} = \alpha_2^2 \frac{\overline{u_1^2}}{U_1^2} + 2 \alpha_2 \beta_2 \frac{\overline{u_1 u_2}}{U_1^2} + \beta_2^2 \frac{\overline{u_2^2}}{U_1^2}$$

$$\overline{(e_2 - e_1)^2} = (\alpha_2 - \alpha_1)^2 \frac{\overline{u_1^2}}{U_1^2} + 2 (\alpha_2 - \alpha_1) (\beta_2 - \beta_1) \frac{\overline{u_1 u_2}}{U_1^2} + (\beta_2 - \beta_1)^2 \frac{\overline{u_2^2}}{U_1^2}$$

où α_1 , α_2 ; β_1 , β_2 représentent respectivement les sensibilités $U_1 \frac{\partial E}{\partial U_1}$ et $\frac{\partial E}{\partial \varphi}$ aux composantes u_1 et u_2 de la vitesse.

On peut aussi, une fois isolées les tensions correspondantes à u_1 et u_2 , mesurer directement le coefficient de corrélation

$$R_{u_1 u_2}(0) = \overline{u_1 u_2} / \sqrt{\overline{u_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{u_2^2}}$$

Un certain nombre d'erreurs sont propres à chacune de ces méthodes (cf. COMTE-BELLOT [12]); mais nous noterons que la première conduit à une dispersion assez grande des résultats. Nous essayerons dans ce qui suit d'analyser les erreurs que l'on peut faire dans la deuxième que nous avons nous-même utilisée.

Le coefficient de corrélation $R_{u_1 u_2}(0)$ est obtenu à l'aide d'un corrélateur potentiométrique du type GAVIGLIO suivant une technique décrite par [12]. Quelques améliorations de détail ont été apportées au montage concernant par exemple les potentiomètres qui sont remplacés par des décades de résistances appariées, l'alimentation des

thermocouples, et le système de détection de zéro qui est muni d'un intégrateur pour faciliter les lectures des valeurs proches de zéro. Le cadran de l'appareil est gradué en R_{12} de - 1 à + 1 par bonds de 0,25%, chiffre qui caractérise la précision du montage pour des signaux sinusoïdaux déphasés dans la sonde de fréquence 0,5 Hz - 20 KHz. On peut donc exclure à priori l'erreur de mesure due à cet appareil et classer immédiatement deux sortes d'erreurs :

- celles dues à un étalonnage (ici détermination de K et K') imparfait ou ce qui revient au même à un positionnement angulaire de la sonde imprécis,
- celles dues à d'autres causes, dans lesquelles nous citerons principalement les défauts technologiques de la sonde.

L'analyse qui va suivre s'appuie principalement sur des résultats obtenus dans l'écoulement étudié et dans un tuyau en régime établi, pour lequel on doit observer sur l'axe une corrélation nulle par raison de symétrie, alors que le niveau de turbulence est d'environ 3,5 %.

b) Erreurs d'étalonnage :

- Erreurs de détermination des coefficients K et K' :

Pour des vitesses fluctuantes petites, ce qui est bien le cas de l'axe du tuyau, et surtout des régions d'écoulement à potentiel, les expressions des sensibilités des fils sont :

$$e_1 = \alpha_1 \frac{u_1}{U_1} + \beta_1 \frac{u_2}{U_1} \quad \text{avec} \quad \beta_1 \beta_2 < 0$$

$$e_2 = \alpha_2 \frac{u_1}{U_1} + \beta_2 \frac{u_2}{U_1}$$

On a donc $K = \alpha_1/\alpha_2$ et $K' = -\beta_1/\beta_2$, mais plutôt que de déterminer chacun de ces coefficients par étalonnage, on préfère utiliser la méthode directe rappelée dans le paragraphe sur les mesures d'intensité de turbulence. Or la détermination de ces coefficients est certainement meilleure que $\pm 0,5 \%$ et de plus la variation de ces coefficients en fonction de la vitesse (cas d'anémomètres non linéarisés) ne dépasse pas 3% pour une variation de vitesse de 50% dans la gamme de vitesse $6 - 18 \text{ m/s}$.

Si les coefficients de sensibilités α_1 , α_2 , β_1 , β_2 sont voisins, ce qui est le cas pour des fils identiques inclinés à 45° environ, on a les relations de proportionnalités approximatives

$$\begin{aligned} e_1 - K e_2 &\sim \frac{u_2}{U_1} + \varepsilon \frac{u_1}{U_1} \\ e_1 + K' e_2 &\sim \frac{u_1}{U_1} + \varepsilon' \frac{u_2}{U_1} \end{aligned} \quad \text{avec } \varepsilon \text{ et } \varepsilon' \simeq 0,005/2$$

$$\text{ainsi } R_{u_1 u_2} = \frac{(u_2 + \varepsilon u_1)(u_1 + \varepsilon' u_2)}{\sqrt{u_1^2} \sqrt{u_2^2}} \simeq \frac{\overline{u_1 u_2} + \varepsilon \overline{u_1^2} + \varepsilon' \overline{u_2^2}}{\sqrt{u_1^2} \sqrt{u_2^2}}$$

et l'erreur relative sur $R_{u_1 u_2}$ est :

$$\frac{\Delta R_{u_1 u_2}}{R_{u_1 u_2}} = \frac{\overline{\varepsilon u_1^2} + \overline{\varepsilon' u_2^2}}{\overline{u_1} \overline{u_2}}$$

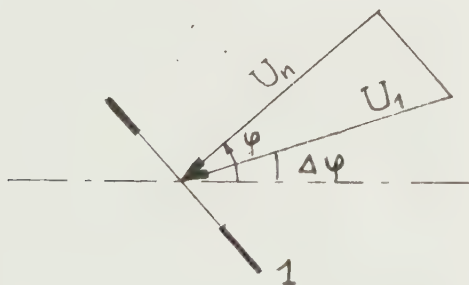
Numériquement pour $\overline{u_1 u_2} = 0,1$ $\overline{u_1^2} \approx \overline{u_2^2}$ $\Delta R_{u_1 u_2} / R_{u_1 u_2} = 0,05$

ce qui n'explique pas les anomalies parfois constatées pour les petites valeurs de $R_{u_1 u_2}$.

- Influence de l'angle d'attaque de la sonde par l'écoulement :

Nous classons cette erreur dans les erreurs d'étalonnage parce que bien souvent, ce dernier ne peut être fait au point de mesure ce qui peut occasionner un écart de positionnement angulaire. Ce point de vue se justifie également lorsque les lignes de courant sont inclinées sur l'axe de la sonde, comme c'est le cas dans les zones de mélange.

Supposons donc une sonde très symétrique portant des fils inclinés d'un angle $\varphi = 45^\circ$ sur son axe qui serait lui-même incliné d'un petit angle $\Delta\beta$ par rapport à l'écoulement (figure ci-contre).



Du fait de cette inclinaison le fil enregistre une variation de la vitesse normale

$$\Delta U_n = U_n \cdot \Delta\varphi$$

avec un signe différent suivant que c'est le fil 1

ou 2 qui est concerné. Dans le cas d'un anémomètre non linéarisé cette variation de vitesse normale moyenne se traduit par une variation de sensibilité.

Pour évaluer cette variation partons de

$$\alpha_1 = U_1 \frac{\partial E}{\partial U_1} = U_n \frac{\partial E}{\partial U_n}$$

et supposons satisfaite la loi de KING :

$$E^2 = A + B U_n^{1/2}$$

Alors .

$$\alpha_1 = \frac{B}{4E} U_n^{1/2}$$

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial \varphi} = \frac{\partial \alpha_1}{\partial U_n} \frac{\partial U_n}{\partial \varphi} = \left[\frac{B}{4E} U_n^{1/2} - \frac{\partial E}{\partial U_n} \frac{B}{4E^2} U_n^{3/2} \right]$$

et par suite

$$\frac{\Delta \alpha_1}{\alpha_1} = \frac{4E}{B U_n^{1/2}} \left[\frac{B}{8E} U_n^{1/2} - \frac{\partial E}{\partial U_n} \frac{B}{4E^2} U_n^{3/2} \right] \Delta \varphi$$

$$\frac{\Delta \alpha_1}{\alpha_1} = \left[\frac{1}{2} - \frac{\alpha_1}{E} \right] \Delta \varphi \approx \frac{1}{2} \Delta \varphi$$

avec des relations similaires au signe près pour α_2 , β_1 , β_2 . Les nouvelles expressions des signaux transmis par les fils sont alors :

$$e_1 = \alpha_1 \left(1 + \frac{\Delta \varphi}{2} \right) \frac{u_1}{U_1} + \beta_1 \left(1 - \frac{\Delta \varphi}{2} \right) \frac{u_2}{U_1}$$

$$e_2 = \alpha_2 \left(1 - \frac{\Delta \varphi}{2} \right) \frac{u_1}{U_1} + \beta_2 \left(1 + \frac{\Delta \varphi}{2} \right) \frac{u_2}{U_1}$$

et on en déduit

$$\frac{\Delta K}{K} \approx \Delta \varphi \quad \frac{\Delta K'}{K'} \approx -\Delta \varphi$$

Numériquement pour un écart de 1° $\Delta \varphi = 0,018$ et pour 5°

$\Delta \varphi = 0,08$. Ces différences paraissent importantes mais à

cause des signes opposés des variations de K et K' les erreurs sont en partie compensées si $\bar{u}_1$ et $\bar{u}_2$ ne sont pas très différents, alors :

$$R_{u_1 u_2} = \frac{(u_2 + \frac{\Delta\varphi}{2} u_1)(u_1 - \frac{\Delta\varphi}{2} u_2)}{\sqrt{\bar{u}_1^2} \sqrt{\bar{u}_2^2}} \approx \frac{u_1 u_2 + \frac{\Delta\varphi}{2} u_1^2 - \frac{\Delta\varphi}{2} u_2^2}{\sqrt{\bar{u}_1^2} \sqrt{\bar{u}_2^2}}$$

On peut donc penser que cette classe d'erreurs joue un rôle assez faible dans les mesures pour lesquelles la précision du positionnement angulaire est meilleure que 1° . Cela est confirmé par les essais de sondes réalisés dans le tuyau cylindrique où nous avons fait des explorations avec des erreurs systématiques $\pm \Delta K$, $\pm \Delta K'$, et $\pm \Delta\varphi$, dont les résultats sont reportés sur la figure 3.

c) Autres causes d'erreur :

Nous avons déjà signalé qu'une première expérience nous avait conduit à n'employer que des sondes où les fils sont soudés en anse de panier à l'intérieur des broches. Cette disposition améliore la réponse, mais il arrive souvent que des erreurs continuent à se manifester. Par exemple la corrélation n'est pas nulle au centre d'un tuyau ou même sur l'axe du cône à potentiel. Elle vaudra par exemple $-0,06$. Il est intéressant de constater que le fait de tourner la sonde de π ne change pas le sens de l'erreur alors que le signe de la corrélation change avec u_2 . C'est d'ailleurs cette opération qui attire l'attention de l'expérimentateur lorsque l'écoulement n'a pas d'axe de symétrie.

Tout se passe donc comme si un même signal perturbait les deux tensions $e_1 - Ke_2$ et $e_1 + K'e_2$, comme si ce signal provenait d'un défaut de la sonde, ou d'une interaction de celle-ci avec l'écoulement. Nous laisserons cette dernière éventualité qui mérite une étude plus détaillée, mais nous savons que les anomalies constatées n'ont peu de rapport avec l'amplitude des fluctuations de vitesse. Comme il est très difficile de réaliser une sonde dont les éléments sensibles seraient parallèles à moins de 5° près au plan 1,2 on est amené à considérer que chacun des fils a une sensibilité à u_3 , ce qui va ajouter des termes au numérateur de R_{12} et en particulier un terme en $\overline{u_3^2}$ d'autant plus fort que la différence $e_1 - Ke_2$ est elle-même sensible à u_3 .

Nous avons, pour étayer cette hypothèse, mesuré les diverses sensibilités de la sonde utilisée dans le tuyau et qui a donné les résultats de la figure 3. Ces étalonnages sont reproduits sur la figure 4.

En pratique, nous n'avons guère trouvé d'autre solution que de réaliser des sondes de qualité croissante.

4°) Mesure des fluctuations de température :

Pour la mesure des fluctuations de température θ , nous avons utilisé des fils de 2μ décapés sur une longueur de 1,5 mm et parcourus par un courant d'intensité égale à 2,7 mA. La tension fluctuante aux bornes du fil est de la forme :

$$E = \alpha \frac{u_1}{U_1} + \gamma_s \frac{\theta}{T}$$

α représentant la sensibilité résiduelle du fil aux variations de la vitesse,

γ_s représentant la sensibilité de ce fil aux variations de température.

Pour évaluer le rapport γ_s/α qui caractérise la qualité de l'isolement du signal thermique, on a réalisé une série d'étalonnages pour 3 vitesses et 3 températures différentes. En mesurant les tensions au moment du déclenchement du Pyrectron on s'assure de la température moyenne de l'écoulement à 0,1° C près, ce que nous contrôlons à l'aide de l'enregistrement de la tension d'un thermocouple voisin de la sonde à étalonner.

Malgré ces précautions, un seul étalonnage pour un courant de 2,7 mA nous est apparu comme insuffisant. Nous avons préféré procéder par valeurs décroissantes de cette intensité. On interpole ainsi la valeur de γ_s/α . Le résultat obtenu est supérieur ou égal à 170.

Compte tenu des résultats des mesures de $\frac{\sqrt{u_1^2}}{U_1^0}$ et $\frac{\sqrt{\theta^2}}{T}$ on peut évaluer la contamination du signal de température fluctuante par les variations de vitesse. On trouve environ 20 % pour le cône à potentiel et 6 % pour la partie centrale de la zone de mélange. On a donc :

$$\sqrt{e^2} = \left[\alpha^2 \frac{\overline{u_1^2}}{U_1^2} + 2\alpha\gamma_s \frac{\overline{u_1\theta}}{U_1 T} + \gamma_s^2 \frac{\overline{\theta^2}}{T^2} \right]^{1/2}$$

avec dans le cas de la zone de mélange les ordres de grandeur suivants pour les trois termes :

$$0,36 \cdot 10^{-2} \quad , \quad 0,12 R_{u_1\theta} \quad , \quad 1.$$

même si le coefficient de corrélation $R_{u,\theta}$ n'est pas très petit, l'erreur faite sur les valeurs efficaces ne dépasse pas quelques pour cent.

Comme les mesures dans le cône à potentiel mettent en jeu des tensions très petites, de l'ordre de $20 \mu V$, on a alimenté le fil par une pile et utilisé un préamplificateur à courant continu (type KINTEL 196). Dans les conditions de l'expérience, le bruit de fond ramené à l'entrée ne dépasse pas $1 \mu V$. Nous n'avons pas fait de correction sur la réponse en fréquence parce que nous ne savons pas tester la réponse du fil. Nous pouvons seulement connaître une valeur supérieure du temps de montée en enregistrant le signal obtenu très près de la buse dans la région de transition où la température passe parfois de la valeur T^r à la valeur T^o en une seule montée qui se fait en moins de $1/3$ ms.

C H A P I T R E I V

MESURE DE L'INTERMITTENCE

1°) a Position du problème

Le développement de la technique de l'anémomètre à fil chaud a permis de mettre en évidence l'importance des mouvements de la frontière des écoulements turbulents. Ainsi, une sonde placée dans la région intermittente détecte une succession de "bouffées" où les variations de vitesse apparaissent à des fréquences élevées, et de périodes plus calmes où les amplitudes peuvent encore être importantes, mais les fréquences relativement plus faibles (cf. Chapitre VI). Le facteur d'intermittence γ en un point d'ordonnée x_2 représente la fraction du temps pendant lequel la sonde est située dans la turbulence, et peut encore être défini comme la probabilité pour que l'ordonnée $x_2(t)$ du front turbulent égale ou dépasse x_2 .

$$\gamma(x_2) = \text{Prob} [x_2 \leq x_2(t) \leq \infty]$$

Les premières mesures du facteur d'intermittence ont été faites par TOWNSEND [13] puis par S. CORRSIN et A. KISTLER [1], mais le besoin de connaître de façon détaillée la structure de l'écoulement à l'intérieur comme à l'extérieur même des bouffées, a nécessité l'élaboration de méthodes plus précises, capables de mieux reconnaître le passage du front turbulent et même le sens dans lequel on le traverse, de façon à pouvoir réaliser "l'échantillonnage" des grandeurs à étudier. Les travaux les plus récents développés par L.S. KOVASZNAY et V. KIBENS [3] d'une part, et par I. WYGNANSKY et H.E. FIEDLER [14] d'autre part, apportent chacun leur solution, que nous nous efforcerons de situer par rapport à la nôtre qui a été élaborée pendant le même temps.

Comme il n'y a pas de grandeur qui traduise le phénomène d'une manière objective, hors sans doute le vortex (KOVASZNAY), le problème qui se pose est tout d'abord de choisir la grandeur intermittente qui peut servir à la détection. Il faut ensuite traiter le signal correspondant pour achever la distinction entre les deux régions. Il est commode d'obtenir une grandeur "intermittente" $I(t)$ tel que :

$I(t) = 0$ durant les périodes calmes

$I(t) = 1$ pendant les bouffées turbulentes.

C'est surtout ce traitement qui va varier suivant les méthodes proposées. Mais comme les solutions choisies utilisent principalement les dérivées successives des signaux par rapport au temps, c'est-à-dire effectuent une sélection des fréquences les plus élevées, on peut se demander si l'inhomogénéité des structures turbulentes ne va pas être une source d'erreurs appréciables. Un certain nombre de travaux dont, récemment ceux de A. KUO [15] ont montré que celle-ci se manifeste lorsque le nombre de Reynolds de la turbulence est suffisamment élevé. C'est pourquoi il nous a paru nécessaire d'étudier d'une façon systématique la sélection des fréquences par un filtrage ou en dérivant le signal.

1°) b Choix de la variable de détection

Parmi toutes les variables qui traduisent l'aspect intermittent de la frontière d'un écoulement, et comme l'ont souligné CORRSIN et KISTLER c'est la rotation instantanée $\omega_3 = \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} - \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right)$ qui différencie le mieux les

deux régions. L'obtention de cette quantité est relativement délicate, si bien qu'une telle méthode n'a pratiquement jamais été utilisée. Il faut cependant dire que les composantes à fréquences élevées de la rotation instantanée comme celles des structures dissipatives peuvent être sujettes à une inhomogénéité spatiale.

Récemment KIBENS [3] a proposé un procédé de détection qui utilise une quantité voisine. Celui-ci nécessite deux sondes distantes de Δx_2 et le signal de détection est :

$$S = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\Delta u_1}{\Delta x_2}$$

en supposant
$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\Delta u_1}{\Delta x_2} \approx \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2 \partial t} \approx \frac{\partial \omega_3}{\partial t}$$

Une telle disposition ne peut guère s'employer que lorsque les dimensions de l'écoulement sont grandes et les vitesses relativement faibles; c'est pourquoi, comme la plupart des expérimentateurs nous avons préféré partir de la composante u_1 de la vitesse de préférence à la composante u_2 qui présente des fluctuations irrotationnelles d'amplitudes plus grandes (cf. Chapitre VI).

Une fois la variable de détection choisie le traitement des signaux se présente toujours d'une façon analogue, parce que ce sont des signaux aléatoires qui prennent par moment les mêmes valeurs de part et d'autre du front turbulent.

1^o).c Le traitement des signaux

Une manière de se rapprocher du signal idéal $I(t)$ est de couper les fréquences les plus basses pour obtenir une

tension fluctuante à moyenne nulle, dont le niveau reste voisin de zéro pendant les périodes non turbulentes. En redressant ou en élevant cette tension au carré, on obtient un signal intermittent positif ou nul dans lequel une succession serrée de variations de grande amplitude (Fig. 5) correspondant aux bouffées alterne avec des signaux analogues beaucoup plus faibles dont nous notons l'amplitude par n et qui peuvent par exemple se confondre sur un oscilloscope avec la trace du spot. La tension obtenue est donc de la forme :

$$E(t) = I(t) \cdot b^2(t) + (1 - I(t)) n^2(t)$$

où $b(t)$ et $n(t)$ représentent respectivement les amplitudes des signaux correspondants aux bouffées turbulentes et aux intervalles.

Si nous supposons que les répartitions de b et n suivent des lois normales, on vérifie que le tracé de la fonction de répartition de $E(t)$ présente une "cassure" à laquelle on peut penser pour caractériser l'intermittence. Dans ce cas en effet, la probabilité $P_{\omega}(E)$ s'écrit :

$$P(E) = \gamma_0 \left(1 - \exp \left(-\frac{\sqrt{E}}{b\sqrt{2}} \right) \right) + (1 - \gamma_0) \left(1 - \exp \left(-\frac{\sqrt{E}}{n\sqrt{2}} \right) \right)$$

fonction que nous avons calculée pour différentes valeurs de γ_0 et du rapport b/n (Fig. 6). Le tracé en coordonnées doublement logarithmiques fait apparaître des lois d'évolution différentes de part et d'autre d'une valeur de E correspondant approximativement au niveau de bruit. Attribuant à γ la valeur de la probabilité qui correspond à ce changement,

nous constatons sur le tableau ci-dessous que cette valeur reste toujours inférieure à la valeur vraie γ_0 mais s'en rapproche de façon satisfaisante lorsque b/n croît.

γ_0	$b/n = 13$	$b/n = 20$	$b/n = 30$
0,20	0,14	0,16	0,20
0,50	0,43	0,46	0,48
0,80	indéterminé	indéterminé	0,76

Si maintenant nous traçons la fonction de répartition de $(u_1 \text{ filtré})^2$, nous constatons que le résultat obtenu subit une forte influence de la fréquence de coupure du filtre passe-haut (Fig. 7). Ces mêmes fonctions de répartition relatives au signal $(\partial/\partial t(u_1 \text{ filtré}))^2$ présentent une cassure qui est mieux définie et de plus partiellement affranchie de l'effet de bande passante. On voit par exemple que, dans le cas présenté sur la figure la réponse reste constante jusqu'à 3 KHz (Fig. 8).

Compte-tenu de ce qui précède, on peut expliquer ces résultats de la manière suivante :

Pour l'analyse de $(u_1 \text{ filtré})^2$ le rapport b/n serait insuffisant pour les plus petites valeurs des fréquences de coupure du filtre passe-haut, tandis que l'analyse de $(\partial/\partial t(u_1 \text{ filtré}))^2$ donne immédiatement un résultat correct. Pour les fréquences

de coupure plus grandes (supérieures à 3 KHz dans l'exemple donné), il faut sans doute considérer une inhomogénéité de la répartition des fréquences dans les signaux.

Une méthode de détermination de γ est donc de rechercher la valeur de la probabilité qui correspond à la cassure de la fonction de $P_{ab}(E)$, obtenue pour une valeur du seuil qui voisine celle du niveau de bruit.

C'est cette méthode que nous avons employée lors des premières mesures de l'intermittence de la zone de mélange, mais le seuil pour lequel on obtient la cassure varie avec la valeur de γ ; or comme l'a montré l'analyse des signaux ayant une loi de répartition normale l'erreur faite en conservant un seuil moyen unique est d'autant plus faible que b/n est grand. Une telle simplification nécessite donc une valeur assez grande de ce rapport. On peut penser qu'un effet analogue peut être obtenu en lissant le signal, opération que certains expérimentateurs effectuent en utilisant un filtre passe-bas, [1] , [16] ; en réalité ce filtrage supprime la cassure dont nous avons parlé et oblige à choisir le seuil par comparaison de l'enregistrement du signal intermittent et du signal obtenu en fin de traitement.

Par contre ce lissage peut être réalisé par d'autres procédés qui ne diminuent pas la raideur des fronts. Dans nos expériences nous avons ajouté au signal $(\partial/\partial t(u_1 \text{ filtré}))^2$ le même signal décalé d'un temps τ_1 faible par rapport à la durée des bouffées, mais choisi pour qu'en moyenne les pics observés sur le signal direct coïncident avec les zéros de la voie retardée. Nous reviendrons à propos de l'appareillage sur la manière de choisir la valeur de τ_1 .

Les opérations faites par KIBENS qui impose
à la fois

$$S(t) \leq C$$

et

$$S'(t) \leq C$$

ou par WYGNANSKI [14] qui réalise une opération semblable en ajoutant $[\partial/\partial t(u_1)]^2 + [\partial^2/\partial t^2(u_1)]^2$ procèdent d'idées analogues. Notons toutefois que nous avons constaté sur notre écoulement que la répartition de $\partial^2/\partial t^2(u_1)$ devient plus lacunaire que celle de $\partial/\partial t(u_1)$, en particulier pour les valeurs de γ élevées pour lesquelles l'analyse de $[\partial^2/\partial t^2(u_1)]^2$ conduit à des valeurs inférieures à celles obtenues à partir de $[\partial/\partial t(u_1)]^2$. Nous ne pouvons d'ailleurs juger parfaitement de la méthode de WYGNANSKI car nous ne connaissons pas les détails de traitement effectué. Peut-être n'y a-t-il qu'un effet de la vitesse plus grande de notre écoulement* mais cet essai nous a fait renoncer à utiliser des dérivées d'ordre supérieure à 1.

Une comparaison faite dans une couche limite pour des nombres de Reynolds voisins de ceux utilisés par KIBENS [2] fera ressortir l'identité des résultats obtenus par nos deux méthodes (Fig. 45). Nous comparerons également nos résultats à ceux de WYGNANSKI (Ch. VII).

* et par suite de la bande passante trop faible de nos dérivateurs.

2°) Mesure du coefficient d'intermittence γ_T :

Le signal thermique issu de fils peu chauffés comme ceux que nous employons pour la mesure de θ présente un caractère intermittent nettement marqué lorsque la sonde se trouve dans les zones balayées par les frontières. Comme les échanges thermiques sont beaucoup plus importants dans la zone de mélange que dans les régions à potentiel voisines, on peut s'attendre à une relation du type

$$|\tilde{T}^t - \tilde{T}^e| > 0$$

$\tilde{T}^t$ et $\tilde{T}^e$ désignant respectivement les températures instantanées relevées en un point lorsque l'écoulement est turbulent ou non.

C'est effectivement une caractéristique des signaux thermiques intermittents comme on peut le voir sur les enregistrements (Ch. VII). On peut relever aussi :

- l'importance des écarts moyens $(\tilde{T}^t - \tilde{T}^e)/\gamma$
(cf chapitre VIII),
- les fluctuations rapides de grande intensité
qui caractérisent le passage de certains fronts.

Le signal issu de la sonde a donc déjà l'aspect de (u_1 filtré)².

Lorsque $\gamma_{\text{th}}(\tilde{T}^e) \neq 0$ on peut penser utiliser la sélection naturelle des amplitudes pour mesurer le facteur d'intermittence γ_T ; il suffit en effet de détecter le seuil correspondant à $\tilde{T}^e$ *. On a alors :

$$\gamma_T = \text{Prob} |\tilde{T}^t - \tilde{T}^e| > 0$$

et en pratique $\gamma_T = \text{Prob} |\tilde{T}^t - \tilde{T}^e| > \epsilon$, où ϵ est un niveau caractéristique du bruit de fond.

* Cette valeur ne peut en effet être connue qu'après échantillonnage.

Si de plus $\partial T^e / \partial x_2 = 0$ le réglage reste valable dans toute l'étendue d'une même zone intermittente. (En supposant la réponse de la sonde et les caractéristiques des appareils de mesure optimales). En réalité la première condition est mal vérifiée sur le bord externe du jet, sans doute à cause de courants de convection incontrôlés qui affectent le local d'expérience. Il n'est pas sûr à priori que la deuxième condition soit elle-même remplie au voisinage immédiat de la frontière et en particulier dans les intervalles entre bouffées.

Le seul critère d'amplitude pour l'étude de l'intermittence thermique des jets évoluant sans écoulement extérieur, ne suffit donc pas et nous sommes amenés, pour éliminer l'influence des variations de niveau, à faire une sélection en fréquences [17]. C'est ainsi que nous dérivons le signal, car le filtrage se révèle peu efficace sans doute à cause de la mauvaise réponse des fils. Le problème de la réponse aux fluctuations rapides se pose d'ailleurs d'une manière aiguë : la traînée due à l'inertie thermique des fils, que l'on observe sur les fronts arrières, conduit à des valeurs de γ_T trop fortes. Il faudrait pour apporter une correction élever le seuil d'analyse ce qui supprime certaines parties des bouffées pendant lesquelles le signal traité est très faible, bien que le niveau du signal de température laisse peu de doute sur la nature réelle de l'écoulement.

Dans ce dernier cas le procédé de lissage employé avec succès pour l'intermittence cinématique est peu efficace. On ne peut donc faire ces mesures qu'avec les fils

les plus fins (2μ ou moins) pour minimiser les effets d'inertie thermique. Faute de parvenir à un signal de rapport b/n assez grand nous avons donc effectué systématiquement des analyses en amplitude des signaux en chaque point. La figure 12 est représentative des répartitions obtenues.

Il est vraisemblable qu'une sélection conditionnelle portant à la fois sur les amplitudes (avec seuil d'analyse élevé) et sur les fréquences, permettrait de réaliser une mesure de meilleure qualité.

3°) Description technique et mise en oeuvre des mesures de γ :

a) Méthode de travail :

Nous avons expliqué dans le 1°) pourquoi la mesure de l'intermittence nécessitait un rapport b/n aussi grand que possible. Le lissage, ou analyse à deux instants différents de τ_1 que nous avons proposé, permet d'obtenir un effet analogue à l'augmentation de b/n pourvu que les zéros de $E(t)$ et de $E(t + \tau_1)$ se produisent à des instants différents *. Le choix de τ_1 résulte alors d'un compromis car :

Les signaux correspondant à :

- la bande passante centrée sur $1/2\tau_1$ doivent être répartis de façon suffisamment homogène dans les bouffées,
- un τ_1 trop élevé introduit une erreur systématique par excès sur la mesure de γ , qui pour une fréquence de passage des bouffées $f = 120$ hertz et pour $\tau_1 = 50 \mu s$ est de 0,6 %.

* l'avantage ainsi obtenu résulte à la fois du lissage des signaux turbulents et de celui du bruit dans la bande de fréquence intéressée.

Pratiquement, nous avons limité la bande passante du circuit dérivateur par un filtre passe-bas de telle façon que le bruit de fond de ce dernier reste inférieur à la valeur du signal dérivé dans les périodes non turbulentes. Nous déterminons ensuite la valeur optimale de τ_1 (Fig. 10), et la mesure de probabilité permet de fixer le seuil caractéristique du montage et du signal intermittent à étudier.

b) Appareillages utilisés :

La figure 11 indique le montage utilisé ainsi que les réglages correspondant aux différents essais :

le montage se compose :

- 1°) d'un filtre passe-haut qui est celui de l'anémomètre (3 db/octave).
- 2°) d'un dérivateur, constitué à l'aide d'un amplificateur opérationnel BURR-BROWN de type 3010/25. La bande passante de ce dérivateur est corrigée pour chuter à 6 db/octave à partir de la fréquence de gain maximum, figure 12.
- 3°) Le retard τ_1 est réglé de façon optimum à l'aide d'un enregistreur magnétique à tête décalable de type LYREC TR 60 à modulation de fréquence. Nous l'avons parfois remplacé par une ligne à retard à constantes localisées.
- 4°) de deux circuits quadratiques du type GREIBACH S/N 101012.

5°) d'un analyseur statistique réalisé au laboratoire qui permet d'étudier des signaux de $- 10 \text{ V}$ à $+ 10 \text{ V}$ avec une résolution de 10 mV . Cet appareil délivre des impulsions dont le nombre est proportionnel à la valeur des fonctions de répartition ou de probabilité d'amplitude du signal d'entrée.

6°) d'un compteur d'impulsions totalisateur de type ROCHAR A 1439.

7°) de différents étages adaptateurs disposés entre les éléments du montage, figure 11.

c) temps de mesure :

Pour apprécier l'intervalle de temps nécessaire à la réalisation d'une mesure d'intermittence reproductible, on a préalablement enregistré un signal $\partial/\partial t (u_1)$. On effectue ensuite des séries de mesure sur le même échantillon de signal pour tester la fidélité du montage dans son ensemble. La même expérience faite sur des échantillons différents permet de déterminer le temps utile de mesure. Les résultats obtenus apparaissent sur le tableau (Fig. 11 bis). On déduit de ces essais un temps optimal pour lequel l'erreur due à l'échantillonnage est du même ordre que celle due au montage de mesure lui-même. Dans le cas des jets pour $50\,000 < Re < 130\,000$ ce temps ne doit pas être inférieur à 50 s .

4°) Technique d'échantillonnage :

Dans la méthode que nous venons de décrire, γ apparaît comme la valeur limite de la probabilité pour que le signal de détection $[\partial/\partial t u_1(t)]^2 + [\partial/\partial t u_1(t+\tau)]^2$ dépasse

le bruit de fond. On n'obtient donc pas un signal $I_1(t)$ qui décrit fidèlement le champ intermittent. Du fait de l'imperfection du lissage, il subsiste en effet des moments pendant lesquels $I_1(t)$ retombe à zéro dans une bouffée, erreur statistiquement compensée par un phénomène inverse dans les périodes non turbulentes.

Pour échantillonner nous sommes donc amenés à lisser à nouveau le signal $I_1(t)$. Soit $I_2(t)$ le signal obtenu en supprimant les périodes où $I_1(t)$ passe de un à zéro et qui ont une durée inférieure à τ_2 fixé, comme $\overline{I_2(t)} < \overline{I_1(t)}$ on doit effectuer en même temps une correction de seuil pour que la valeur de γ indiquée reste la même.

La valeur à donner à τ_2 est telle que les niveaux les plus élevés correspondant aux zones non turbulentes restent en dessous du seuil. Il y a plusieurs façons de faire ce lissage. Celle que nous avons utilisée ainsi que le schéma du montage sont représentés sur la figure 13. Elle traduit l'hypothèse suivante : il n'y a pas "d'inclusions d'écoulement potentiel" dans les bouffées turbulentes de durée inférieure à τ_2 .

Dans le dispositif de détection de KIBENS le rapport E/n est voisin de 3 et le signal du comparateur est lissé en une fois par un filtrage capacitif qui traduit approximativement l'hypothèse, "il n'y a ni inclusions, ni bouffées de durée inférieure à τ_2 ". Ce temps τ_2 est donc en quelque sorte le pouvoir de résolution de la méthode. Il va sans dire que les lissages demandent au dispositif de retarder le signal à étudier d'une durée égale à τ_2 . Pour les mesures d'échantillonnage, nous utilisons donc une ligne à retard pour réaliser

le délai τ_1 du signal dérivé $\partial/\partial t u_1(t+\tau_1)$, puis la tête décalable de l'enregistreur magnétique pour retarder le signal à étudier d'un temps égal à τ_2 . Les avantages de cette façon de procéder sont à notre avis les suivants :

- 1°) Une fois la bande passante choisie (dérivateur, filtre) et le temps de lissage τ_1 optimum déterminé, la méthode permet elle-même de fixer le seuil d'analyse.
- 2°) L'utilisation d'un seuil de déclenchement relativement bas permet d'utiliser un temps de lissage minimum.

Ainsi pour les mesures de γ faites en bordure d'une couche limite ($Re_\delta \approx 27\ 500$) KIBENS utilise un lissage $\tau_2 = 4$ ms. Dans notre expérience ($Re \approx 100\ 000$) nous utilisons un temps τ_1 de 0,25 ms.

Une fois le signal $I_2(t)$ obtenu, l'échantillonnage lui-même est effectué à l'aide d'une porte électronique, figure 14, et les signaux intégrés à l'aide d'un convertisseur tension fréquence. La bande passante est de 2 MHz et la précision de ce dernier ensemble est de 0,5 %.

C H A P I T R E V

QUASI-EQUILIBRE DE LA ZONE DE MELANGE

1°) Conditions de l'équilibre des tensions;

La zone de mélange est rapportée aux axes $O\xi_1, \xi_2$; $\xi_1 = x_1$; $\xi_2 = x_2 - e/2$ (fig. 15). Si l'on prend comme vitesse caractéristique la vitesse U_1^0 à la buse, et comme dimension caractéristique l'épaisseur δ de la zone de mélange, on constate l'existence d'un profil d'équilibre pour les vitesses moyennes à partir de $x_1 \simeq 1,5 e$, (fig. 16). Nous pouvons donc écrire

$$U_1/U_1^0 = g(\eta) \quad \text{avec} \quad \eta = \xi_2/\delta_2$$

et déterminer les tensions tangentielle à partir des expressions simplifiées

$$U_1 \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} + U_2 \frac{\partial U_1}{\partial \xi_2} + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \overline{u_1 u_2} - \nu \frac{\partial^2 U_1}{\partial \xi_2^2} = 0$$

$$\frac{\tau}{\rho} = - \overline{u_1 u_2} + \nu \frac{\partial U_1}{\partial \xi_2}$$

qui conduisent si l'on choisit d'effectuer le calcul à partir de la limite externe à

$$\left[\frac{\tau}{\rho} \right]_{\xi_2}^{\delta_1} = 2 \int_{\xi_2}^{\delta_1} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} d\xi_2 - U_1 \int_{\xi_2}^{\delta_1} \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} d\xi_2 - U_1 \cdot U_2(\delta_1)$$

soit encore en variables réduites :

$$\left[\frac{\tau}{\rho U_1^{02}} \right]_{\eta}^{\eta_1} = \delta_2' \int_{\eta}^{\eta_1} g^2 d\eta - \delta_2' g \int_{\eta}^{\eta_1} g d\eta + \frac{g}{U_1^0} U_2(\eta_1)$$

Précisons que cette façon d'écrire suppose qu'il existe effectivement une limite externe déterminée par η_1 , puisque $U_1(\xi_2 > \delta_1) = 0$, et qu'il en est de même pour la limite interne parce que la vitesse U_1^0 reste constante dans le cône à potentiel.

On se rendrait compte en poursuivant les calculs que le fait de négliger $U_2(\delta_1)$ conduirait à un résultat absurde pour τ . MILLS [18] a relevé une difficulté analogue pour le calcul d'une zone de mélange se développant entre deux écoulements infinis de vitesses imperturbées U et V . Il est alors amené à introduire une relation supplémentaire, cf. [19] de la forme $U_1 U_2 + V_1 V_2 = 0$ où U_2 et V_2 sont des termes du 2ème ordre qui représentent des vitesses aux limites suivant $O\xi_2$; cette relation permet de prendre en compte les forces qui s'exercent transversalement, qui sont habituellement négligées dans les simplifications "de couche limite". Faute d'une telle hypothèse, le problème n'avait été résolu qu'en supposant par exemple que la ligne $\eta = 0$ correspond à une vitesse $\frac{1}{2}(U_1 + V_1)$ et le profil n'était donc connu qu'à une translation près (GORTLER [20]).

Dans le cas qui nous occupe, les hypothèses faites conduisent à supposer $U_2(\delta_1)$ non nul, tout en satisfaisant à la relation de TING *. Cette vitesse $U_2(\delta_1)$ se calcule en intégrant l'équation de continuité suivant $O\xi_2$ entre les limites de la zone de mélange. On a ainsi

$$U_2(\delta_1) = -U_1^0 \frac{d\delta_2}{d\xi_1} \left[\int_{-1}^{\eta_1} g d\eta - 1 \right]$$

* Il faut remarquer toutefois que nos hypothèses basées sur l'existence d'une limite à distance finie conduiraient dans le cas d'une zone de mélange se développant entre deux écoulements parallèles à vitesse constante à une condition du type $U_2(\delta_1) = U_2(-\delta_2) = 0$

et l'expression de τ devient tous calculs effectués :

$$\left[\frac{\tau}{\rho U_1^2} \right]_{\eta}^{\eta_1} = \delta_2' \int_{\eta}^{\eta_1} g^2 d\eta + \delta_2' g \int_{-1}^{\eta} g d\eta - g \delta_2'$$

où le signe / désigne une dérivée par rapport à ξ_1 .

Si l'on avait choisi d'effectuer ce même calcul à partir de la limite interne tenant compte de l'hypothèse $U_2(-\delta_2)=0$ on obtiendrait :

$$\left[\frac{\tau}{\rho U_1^2} \right]_{-\delta_2}^{\xi_2} = 2 \int_{-\delta_2}^{\xi_2} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} d\xi_2 - U_1 \int_{-\delta_2}^{\xi_2} \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} d\xi_2$$

soit en variables réduites :

$$\left[\frac{\tau}{\rho U_1^2} \right]_{-1}^{\eta} = \delta_2' \int_{-1}^{\eta} g^2 d\eta - g \delta_2' \int_{-1}^{\eta} g d\eta + \delta_2' (g-1)$$

On constate que l'identité des deux formules donnant $\tau(\eta)$ est réalisée pourvu que

$$\int_{-1}^{\eta_1} g^2 d\eta = 1$$

condition qui comme on le vérifie simplement exprime la conservation de la quantité de mouvement dans la zone de mélange, cf. LAUFER [21]. En effet :

$$\int_{-\delta_2}^{\delta_1} \frac{\partial}{\partial \xi_1} (\rho U_1^2) d\xi_2 = 0 \quad \text{s'écrit}$$

$$\frac{d}{d\xi_1} \int_{-\delta_2}^{\delta_1} \rho U_1^2 d\xi_2 - \rho U_1^2 \frac{d\delta_2}{d\xi_1} = 0$$

.../...

$$\text{soit } \left(\int_{-1}^{\eta_1} g^2 d\eta - 1 \right) \frac{d\delta_2}{d\xi_1} = 0$$

ce qui est bien l'expression cherchée puisque $\delta_2' = 0$ est exclu. Le taux de développement de la zone de mélange de part et d'autre du plan $\xi_2 = 0$ se trouve donc fixé dès que l'on connaît la forme du profil. Pour le jet établi, l'expression similaire déterminerait l'évolution du maximum de vitesse, à la seule condition que le profil d'équilibre existe (cf : LAUFER [21]).

D'un point de vue expérimental, il y a un bon accord entre la fonction $g(\eta)$ et la relation que nous venons de souligner. De plus, comme nous l'avons vu au chapitre III, le fil chaud détecte effectivement une certaine vitesse résiduelle en des points où le tube de Pitot indique une pression dynamique nulle. La mesure et le calcul donnant les mêmes ordres de grandeur il semble que les hypothèses que nous avons formulées aient une certaine réalité physique, en dépit de leur caractère très schématique qui contraste singulièrement avec la complexité des mécanismes d'entraînement.

Revenant à l'expression de τ , l'hypothèse d'existence d'un profil d'équilibre des contraintes tangentielles se réduit à $\delta_2' = C_{\tau}^{\text{te}}$ pourvu que $\tau/\rho = \tau/\rho(U_1^0, \delta, \xi_2)$. Ces considérations sont applicables à partir $x_1 \simeq 1,5e$ Fig. 17, cf. [22] et [23], et la répartition de τ déduite des calculs est donnée sur la figure 18, en même temps que les résultats de mesure directe. L'accord obtenu est relativement bon surtout si l'on considère le mauvais isolement des signaux u_1 et u_2 dû aux niveaux de turbulence élevés en particulier côté extérieur.

Si nous comparons notre profil de vitesse moyenne avec les résultats obtenus par d'autres auteurs dans la zone de mélange d'un demi-jet bidimensionnel, nous constatons que pour la partie interne, côté cône à potentiel, notre profil est proche de celui de WYGNANSKY et FIEDLER [14] tandis que pour la partie externe il serait plus voisin de celui de LAUFER et alii [24]. Nous n'avons pas cherché à examiner les causes de ces différences que l'on attribue généralement à la géométrie du jet, ou à la nature de la couche limite à l'intérieur de la buse dont nous donnons les caractéristiques sur la figure 19.

Les pressions statiques relevées dans la région du cône potentiel sont légèrement négatives pour $1 < x_1/e < 3$ (Fig. 20). On peut d'ailleurs se servir de cette propriété pour délimiter les régions de l'écoulement avec une certaine précision (cf. [23]) : la figure 17 montre que les points où la pression statique est égale à l'atmosphère s'identifient à la limite du cône à potentiel définie par $U_1 = 0,995 U_1^0$.

2°) Equilibre des flux thermiques :

Le relevé des températures moyennes est présenté figure 21, on constate l'existence du profil d'équilibre si l'on prend $T^0 - T^r$ comme échelle et δ_2 comme dimensions caractéristiques. En reportant (Fig. 17) les limites des différentes zones d'écoulement avec les définitions suivantes:

$T - T^r > 99,5 [T^0 - T^r]$ pour la zone de température constante

$T - T^r < 0,02 [T^0 - T^r]$ pour la limite extérieure du jet chaud.

on observe que la zone de mélange thermique est plus large que la zone cinématique. Ce résultat a déjà été observé par CORRSIN et UBEROI [25] notamment, ainsi que dans d'autres écoulements (MATHIEU [26]). Nous y reviendrons à propos de l'étude des limites de l'écoulement effectuée à partir de signaux intermittents (Chapitre VII).

Les considérations précédentes relatives aux tensions de Reynolds s'étendent aux flux thermiques en adoptant l'hypothèse de "couche limite" pour l'équation d'énergie, ainsi que le calcul précédent pour la condition de vitesse à la limite du jet.

On a ainsi :

$$U_1 \frac{\partial T}{\partial \xi_1} + U_2 \frac{\partial T}{\partial \xi_2} = \frac{k}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial \xi_2^2} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi_2} \overline{u_2 \theta}$$

$$\frac{\Phi}{\rho c_p} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left[k \frac{\partial^2 T}{\partial \xi_2^2} - \rho c_p \overline{u_2 \theta} \right]$$

Si l'on choisit d'effectuer le calcul à partir de la limite externe :

$$\begin{aligned} \left[\frac{\Phi}{\rho c_p} \right]_{\xi_2}^{\delta_1} &= \int_{\xi_2}^{\delta_1} U_1 \frac{\partial T}{\partial \xi_1} + U_2 T \frac{\delta_1}{\xi_2} + \int_{\xi_2}^{\delta_1} T \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} d\xi_2 \\ &= \int_{\xi_2}^{\delta_1} U_1 \frac{\partial T}{\partial \xi_1} + \int_{\xi_2}^{\delta_1} T \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} d\xi_2 - T \int_{\xi_2}^{\delta_1} \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} d\xi_2 - U_1(\delta_1) [T - T'] \end{aligned}$$

Les hypothèses classiques d'équilibre s'écrivent :

$$\begin{aligned} U_1 &= U_1^0 g\left(\frac{\xi_2}{\delta_2}\right) & U_1 &= U_1^0 g\left(\frac{\xi_2}{\delta_2}\right) \\ \Delta T &= \Delta T^0 G\left(\frac{\xi_2}{\Delta_2}\right) & \Delta T &= \Delta T^0 G\left(\frac{\xi_2}{\Delta_2}\right) \end{aligned}$$

où Δ_2 représente une dimension caractéristique de l'écoulement chauffé que nous identifions à la largeur de la zone de mélange thermique côté interne. L'expression du flux thermique devient alors :

$$\begin{aligned} \left[\frac{\Phi}{\rho C_p} \right]_{\xi_2}^{\delta_1} &= - \int_{\xi_2}^{\delta_1} (\Delta T + T^r) U_1^0 g' \frac{\xi_2}{\delta_2^2} \delta_2' d\xi_2 - \int_{\xi_2}^{\delta_1} U_1^0 g \Delta T^0 G' \frac{\xi_2}{\Delta_2^2} \Delta_2' d\xi_2 \\ &+ (\Delta T + T^r) \int_{\xi_2}^{\delta_1} U_1^0 g' \frac{\xi_2}{\delta_2^2} \delta_2' d\xi_2 - U_2(-\delta_1) [\Delta T^0 G] \end{aligned}$$

On peut poursuivre le calcul en supposant :

$$\frac{\Delta_2'}{\Delta_2} = \frac{\delta_2'}{\delta_2} \quad \text{ce qui est en accord avec l'expérience (Fig. 17)}$$

et permet de ne conserver que la seule variable réduite

$$\eta = \frac{\xi_2}{\delta_2}$$

comme

$$U_2(\delta_1) = - U_1^0 \frac{d\delta_2}{d\xi_1} \left[\int_{-1}^{\eta} g d\eta - 1 \right]$$

On obtient finalement

$$\left[\frac{\Phi}{\rho C_p U_i^0 (T^0 - T^r)} \right]_{\eta}^{\eta_1} = \delta_2' \int_{\eta}^{\eta_1} G g d\eta + G \delta_2' \int_{-1}^{\eta} g d\eta - G \cdot \delta_2'$$

On voit que le flux s'annule pour $\eta = -1$ si

$$\int_{-1}^{\eta_1} G g d\eta = 1$$

Cette relation implique que les profils se coupent s'ils sont distincts, et est bien vérifiée par les profils expérimentaux. Le profil des flux ainsi déduit est représenté sur la figure 22.

3°) Intensités de turbulence :

L'évolution des intensités de turbulence $\sqrt{u_1^2}/U_i^0$, $\sqrt{u_2^2}/U_i^0$, $\sqrt{u_3^2}/U_i^0$ dans la zone de mélange est présentée sur les figures 23, 24, 25. Nous constatons que leurs valeurs maximales sont approximativement égales, mais plus élevées que celles relevées par BRADSHAW et alii [27] dans la zone de mélange d'un jet rond. Cette différence s'explique sans doute par l'évolution de l'intensité de turbulence en fonction du nombre de Reynolds. Une telle évolution ressort en effet des expériences de LAURENCE [28] ($200\ 000 < U_{ie}/\nu < 700\ 000$) ; il n'est donc pas surprenant de n'observer qu'un équilibre très approximatif des profils de turbulence lorsque l'abscisse varie.

Dans la zone de mélange les évolutions transversales de ces mêmes paramètres sont voisines de celles

relevées par BRADSHAW et alii. En particulier la composante u_1 atteint son maximum d'intensité en un point légèrement plus extérieur que les autres composantes, phénomène qui peut vraisemblablement être attribué à la présence de mouvements irrotationnels dans l'écoulement lui-même. Nous remarquons aussi que la composante latérale u_3 est la plus faible.

Dans la région du cône à potentiel,
($\eta < 0,10$ environ)

$$\sqrt{u_2^2} > \sqrt{u_1^2} > \sqrt{u_3^2}$$

et le coefficient de corrélation $R_{u_1 u_2}$ devient légèrement négatif (Fig. 26).

Dans le cas du jet chauffé, les fluctuations de température sont relevées sur la figure 27. Les courbes présentent deux maxima correspondant à l'apparition de l'intermittence thermique. Ce qui s'explique, parce que les variations de température décelées par la sonde au passage des bouffées participent comme les autres fluctuations à la valeur efficace des signaux. Les résultats obtenus sont d'ailleurs tout à fait similaires à ceux que LAUFER et alii [24] ont obtenu dans le cas de fluctuation de concentration.

C H A P I T R E V I

FLUCTUATIONS INDUITES AUX LIMITES D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

1°) Existence de fluctuations induites dans la zone à potentiel d'un jet plan :

Il est significatif de comparer les évolutions des profils de vitesse fluctuante $\sqrt{u_i^2}$ à ceux de température fluctuante $\sqrt{\theta^2}$: les niveaux de turbulence thermique et cinématique sont comme nous l'avons vu tout à fait comparables dans les régions de mélange. Dans le cône à potentiel, on constate par contre que $\sqrt{\theta^2}$ reste pratiquement constant jusqu'au voisinage des zones frontières tandis que la zone $\sqrt{u_i^2} = \text{Cte}$ se limite à une région beaucoup plus petite située au voisinage de la buse (Fig. 28). Il est peu vraisemblable que ces fluctuations soient associées à un champ de nature acoustique parce que le niveau de pression associé à une source dont la vitesse a une valeur efficace de 4,5 cm/s (ce qui correspond dans notre cas à 0,25 % de turbulence) serait de 120 dB pour une propagation en champ libre.

Si l'on cherche à représenter l'intensité des fluctuations par une loi de décroissance de la forme $(x_1^0 - x_2)^{-m}$ on constate (Fig. 29) que la valeur de m qui convient à l'intervalle $(x_1^0 - x_2)$ le plus grand est voisine de 4, conformément à l'analyse de PHILLIPS [29] qui porte sur l'évolution des fluctuations induites dans un écoulement à potentiel par le mouvement d'une frontière aléatoire dont la position moyenne est un plan $x_3 = 0$ de dimensions illimitées et pour les conditions suivantes : $x_2 \rightarrow \infty$ et nombre d'ordres petits.

Avant de tenter une évaluation de l'importance des fluctuations induites dans différents cas, on peut déjà souligner qu'en ce qui concerne l'amplitude de ces mouvements la nature particulière de l'écoulement joue un rôle important ainsi que l'on s'en rend compte par l'examen du tableau suivant :

Écoulement	Position du point où $y = 0,1$	$[\overline{u_1^2} / U_1^{02}]^{-1/4}$
cône à potentiel	$\eta = - 0,125$	$6,5.10^{-4}$
couche limite (BRADSHAW)	$x_2/\delta = 0,67$	12.10^{-4}

2°) Zone de validité de la loi de PHILLIPS :

De même que pour les résultats obtenus par d'autres auteurs, en particulier pour la couche limite (BRADSHAW [30] KOVASZNAY et KIBENS [3].), il semble que la variation suivant

x_2 sous la forme d'une loi en puissance - 4 soit rapidement atteinte, et ce, en dépit du caractère doublement asymptotique souligné plus haut. Cette constatation rend relativement aisée la possibilité d'associer, à chacune de ces lois de puissance, une origine fictive dont nous noterons l'ordonnée par x_2^0 conformément à l'écriture précédemment adoptée. Le tableau ci-après présente les résultats obtenus dans divers écoulements en utilisant différentes méthodes.

Auteurs *	Nature de l'écoulement	Position de l'origine fictive	Remarques
BRADSHAW **	Couche limite	$x_2^0/\delta = 0,63$	
DUMAS [31]	Couche limite	$x_2^0/\delta = 0,65$	
BRADBURY [32]	Jet plan établi avec écoulement ext. parallèle	$x_2/x_2^* = 1,33$	
BATT, KUBOTA, LAUFER	Zone de mélange (demi jet plan) côté extérieur	$\eta = \frac{x_2 - x_2^0}{x_1} = 0,075$	mesures faites à l'extérieur d'un jet, en partie dans la zone intermittente
KOVASZNAVY & KIBENS	Couche limite	$x_2^0/\delta = 0,25$	méthode d'échantillonnage permettant de travailler sur les valeurs efficaces des signaux fluctuants pris hors des bouffées turbulentes.
WYGNANSKY et FIEDLER ***	zone de mélange (demi jet plan) côté extérieur	$\eta = \frac{x_2 - x_2^0}{x_1} \approx 0,11$	

Il faut remarquer que certains résultats et en particulier ceux pour lesquels les mesures sont faites grâce à une technique d'échantillonnage différent beaucoup des autres. Par exemple, BRADSHAW et DUMAS trouvent pour la couche limite une "origine fictive" située dans la zone intermittente ($x_2^0/\delta = 0,64$) tandis que KIBENS la trouve beaucoup plus proche de la paroi ($x_2^0/\delta = 0,25$). De tels écarts

* Les résultats des auteurs ont été transcrits dans notre système de notation.

** Faute d'autres informations nous admettons que $\delta \approx 7,5\delta_1$

***Ce point se situe dans la zone intermittente externe ($x \approx 0,6$)

ne peuvent s'expliquer même si l'on remarque que le niveau de turbulence libre doit être relativement élevé dans les expériences de KIBENS (les valeurs extrêmes de $\sqrt{u_i^2}/U_i^0$ ne paraissent guère descendre au dessous de 0,4 %) et si l'on effectue une correction. Il semble donc que les mesures faites en échantillonnant dans les intervalles mêmes des bouffées turbulentes conduisent à des lois différentes de celles qui sont données pour des zones pratiquement non balayées par les battements de la frontière. Il est vrai que le double caractère asymptotique de la relation de PHILLIPS devrait inviter à quelque circonspection dès que l'on cherche à exploiter par cette voie des données recueillies dans ces zones d'écoulement.

3°) Comparaison des lois de PHILLIPS obtenues dans une couche limite naturelle et une couche limite épaissie initialement par soufflage :

On est tenté de comparer les intensités de fluctuation au voisinage des frontières pour différents types d'écoulements mais ceci ne peut être fait que sur des lois rendues de forme adimensionnelle par un choix judicieux de grandeurs caractéristiques. Pour des couches limites, l'écriture :

$$\sqrt{u_i^2}/U_i^0 = A \left(\frac{x_2 - x_2^c}{\delta} \right)^{-4}$$

a semblé à plusieurs auteurs un choix possible.

Le mouvement fluctuant extérieur semble bien lié aux battements de la frontière et dans le cas où une certaine similitude serait conservée, il serait indifférent de choisir δ ou par exemple σ

$$\sigma = \left[\overline{(x_2 - \bar{x}_2)^2} \right]^{1/2}$$

En réalité si l'on se réfère au modèle simplifié d'une surface bidimensionnelle imperméable, se déplaçant à une vitesse $U_1^c < U_1^o$ et caractérisée par un nombre d'onde et une amplitude efficace σ , le potentiel associé à l'écoulement induit est

$$\Phi(x_1, x_2) = -(U_1^o - U_1^c) \sigma \sqrt{2} \cos kx_1 \cdot e^{-kx_2}$$

Il apparaît sur cette formule que l'on peut lier l'évolution transversale à la dimension caractéristique $1/k$, et qu'une forme adimensionnelle possible pour l'énergie des fluctuations induites s'écrit :

$$\frac{\overline{u_1^2}}{U_1^2} = A \frac{(U_1^o - U_1^c)^2}{U_1^2} \sigma^2 k^2 [k(x_2 - x_2^o)]^{-4}$$

où A est une constante qui caractérise une certaine "perméabilité" de la surface.

Une comparaison des différentes lois de puissance pourrait alors être effectuée si l'on connaissait les ordres de grandeur de $(U_1^o - U_1^c)/U_1$, σ et un nombre d'onde caractéristique K . Nous pouvons cependant chercher à faire cette comparaison pour la couche limite naturelle, et pour la couche limite soufflée en admettant :

$$(U_1^o - U_1^c)/U_1 \quad \text{voisin dans chaque cas,}$$

$$K \cdot \sigma = \text{cte} \quad \text{ce qui revient à considérer des frontières "semblables".}$$

Dans ces hypothèses, il ne reste donc plus que la seule dimension caractéristique σ . Réduisant les résultats obtenus (Fig. 30) on obtient alors :

$$\left(\frac{\overline{u_1^2}}{U_1^2}\right)^{-1/4} = 4,11 \left(\frac{x_2 - x_2^0}{\sigma}\right) \quad \text{pour la couche limite naturelle,}$$

$$\left(\frac{u_1^2}{U_1^2}\right)^{-1/4} = 3,52 \left(\frac{x_2 - x_2^0}{\sigma}\right) \quad \text{pour la couche limite soufflée}$$

Bien que les approximations faites soient assez grossières (on peut penser en particulier que $U_1^0 - U_1^c$ est plus petit pour la couche limite naturelle) la proximité des deux résultats nous paraît significative de la "corrélation" entre les amplitudes respectives des mouvements de la frontière et des mouvements induits.

4°) Evolution des fluctuations transversales u_2, u_3 et des tensions de Reynolds $\overline{u_1 u_2}$:

La forme même des solutions proposées par PHILLIPS :

$$\begin{aligned} u_2(x_2) &= \int dA(k) e^{-|K|x_2} e^{i(K_1 x_1 + K_3 x_3)} dk \\ u_1(x_2) &= -i \int \frac{K_1}{|K|} dA(k) e^{-|K|x_2} e^{i(K_1 x_1 + K_3 x_3)} dk \\ u_3(x_2) &= -i \int \frac{K_3}{|K|} dA(k) e^{-|K|x_2} e^{i(K_1 x_1 + K_3 x_3)} dk \end{aligned}$$

où K est un vecteur nombre d'ordre du plan K_1, K_3 et

$$|K| = \sqrt{K_1^2 + K_3^2}$$

implique, moyennant la seule hypothèse d'homogénéité statistique suivant x_1, x_3

$$\overline{u_2^2} = \overline{u_3^2} + \overline{u_1^2} \quad \overline{u_1 u_2} = 0$$

Examinant la validité de ces relations dans le cône à potentiel, nous trouvons un bon accord pour la première de ces égalités (Fig. 31). On note toutefois que $\overline{u_1^2} > \overline{u_3^2}$ (alors que les hypothèses de PHILLIPS conduisent à $\overline{u_1^2} = \overline{u_3^2}$). Il faut sans doute attribuer cet écart au processus d'entraînement qui détruit la symétrie en x_1, x_3 du modèle proposé, parce que l'entraînement crée un flot d'écoulement instationnaire dans le sens Ox_2 . Ces résultats sont analogues à ceux trouvés par BRADSHAW [30] dans la couche limite retardée donc à taux d'entraînement relativement élevé ($U_1^0 \sim x_1^{-0,255}$) où les composantes $\overline{u_1^2}$ et $\overline{u_2^2}$ sont voisines tandis que $\overline{u_3^2}$ est plus faible. La relation $\overline{u_1 u_2} = 0$ n'est par contre pas vérifiée. Bien que ces mesures soient délicates, il apparaît bien que la corrélation $R_{u_1 u_2}$ n'est pas rigoureusement nulle. Dans ce cas, il faudrait en toute rigueur expliquer pourquoi les tensions qui en résultent sont sans action sur l'écoulement moyen. On peut toutefois comme le fait STEWART [33] qui, étudiant les fluctuations à l'extérieur d'un sillage montre que celles-ci peuvent être compensées par les gradients de pression, moyennant les hypothèses suivantes :

- $\overline{u_2^2} = \overline{u_3^2} + \overline{u_1^2}$ $\frac{\partial}{\partial x_3} [\overline{\quad}] = 0$
- écoulement irrotationnel
- action de la viscosité négligeable.

En effet, on peut écrire dans ce cas :

$$U_k \frac{\partial U_1}{\partial x_k} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_1 u_k} = 0$$

* On ne dispose pas de renseignements analogues pour la couche limite évoluant en l'absence de gradient.

soit
$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_K} \overline{u_1 u_K} = 0$$

dans le cas de l'écoulement du cône à potentiel.

Or
$$\frac{\partial}{\partial x_K} [\overline{u_i u_K}] = \overline{u_K \frac{\partial u_i}{\partial x_K}} = \overline{u_K \frac{\partial u_K}{\partial x_i}} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_K u_K}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{u_2^2}$$

de sorte que

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_1} \overline{u_2^2} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1} \\ \frac{\partial \overline{u_1 u_2}}{\partial x_2} &= -\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{P}{\rho} + \overline{u_1^2} \right) \end{aligned}$$

Bien que les signes des variations de quantités mesurées expérimentalement soient en conformité avec ces deux équations, nous n'avons pu les vérifier que d'une manière qualitative.

5°) Etude du mouvement induit :

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1°), les différentes lois de décroissance observées dépendent de la méthode expérimentale choisie (avec ou sans échantillonnage du signal fluctuant entre les bouffées). Des expériences conduites sur des couches limites montrent une similitude certaine entre les résultats présentés ici et ceux de BRADSHAW. C'est avec ceux-ci que nous établirons plus spécialement des comparaisons. BRADSHAW [30] trouve pour une couche limite une "origine fictive" dans la zone intermittente, à environ $0,8 [x_2]_{y=0,5}$; il déduit une vitesse de convection des fluctuations induites $U_1^c = 0,9 U_1^o$ à partir de mesures spectrales *. Pour le cas plus spécialement analysé d'une zone de mélange nous trouvons néanmoins

* KIBENS cherchant à construire un modèle du type PHILLIPS avec frontière sinusoïdale qui se déplacerait à la vitesse U_1^c trouve $U_1^c \simeq 0,93 U_1^o$.

(Fig. 29) une origine fictive qui se situe dans la partie centrale, tandis que par ailleurs la vitesse de convection des fluctuations induites mesurées sur l'axe du jet (Fig. 32) est de l'ordre de $0,6 U_1^0$ résultat voisin de celui de DAVIES et alii [22] et aussi de BRADSHAW et alii [28] sur l'axe d'un jet rond.

Nous sommes donc amenés à considérer la possibilité d'une action combinée des frontières internes et externes de la zone de mélange. Cette éventualité nous avait été suggérée par l'examen de la contribution de différentes bandes de fréquences de valeurs centrales croissantes [34]. En effet pour des bandes de fréquences telles qu'une loi du type

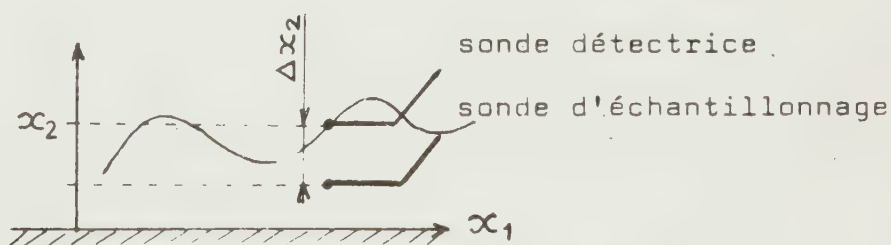
$A(x_2 - x_1^0)^{-4}$ reste valable dans un domaine convenable la position de l'origine fictive se déplace de la zone intermittente interne (II) à la zone intermittente interne (I) lorsque la fréquence centrale diminue (Fig. 33). On constate en même temps que la loi de puissance est d'autant moins représentative que la bande choisie se centre sur une fréquence plus élevée, ce qui paraît en conformité avec l'idée d'une forme asymptotique valable pour les petits K .

Par ailleurs, et comme on peut s'y attendre, l'examen des enregistrements photographiques fait apparaître des fréquences plus élevées pour la zone II que pour la zone I, ce qui ne semble pas confirmer les résultats de WYGNANSKY et FIEDLER. Si on imaginait un mouvement propre à chaque frontière on s'expliquerait mal comment l'énergie des fluctuations induites par la zone I aurait un niveau suffisant pour, après avoir de façon purement passive traversé la zone de mélange, se combiner à celles créées par la zone II dans son voisinage et influencer de façon sensible la détermination d'une origine fictive.

L'idée d'une composition pure et simple des fluctuations induites pour les zones intermittentes n'est donc pas à retenir. Il nous reste à examiner une possibilité d'interaction entre les deux phénomènes. BRADSHAW [35] a envisagé la présence de "mouvements inactifs" au sein des couches limites turbulentes et les mesures de KOVASZNAY et KIBENS [3] montrent qu'il existe une corrélation entre la vitesse U_2 mesurée dans le fluide turbulent et le passage de l'interface écoulement potentiel - écoulement turbulent. Cette dépendance apparaît en effet dans les "moyennes $\hat{U}_2$ en un point" $(x_1, x_2 - \Delta x_2)$ effectuées lorsque le front turbulent atteint la sonde détectrice située à l'ordonnée x_2 . Pour $x_2 - \Delta x_2 = 0,2 \delta$, il trouve ainsi

$$\hat{U}_2 = \hat{U}_{2 \max} / 5$$

$\hat{U}_{2 \max}$ désignant la valeur maximum de $\hat{U}_2$ (notons que celle-ci est obtenue pour $\Delta x_2 = 0,1 \delta$). De tels résultats montrent



bien que toute la couche limite est affectée par un mouvement associé à celui de la frontière ce qui justifie sans doute l'expression : mouvement induit par la frontière de l'écoulement turbulent.

On peut se demander si des phénomènes comparables ne se produisent pas dans la zone de mélange, au moins au

début de son existence. Sans doute que des mesures d'échantillonnage analogues à celles de KIBENS permettraient d'éclaircir le problème. A défaut, des indications peuvent être déduites des mesures de corrélation. Les résultats dont nous disposons sont des valeurs de $R_{u_2 u_2'}(0, r, 0)$ dans un jet rond à $x_1/r = 4$ [27]. Ces derniers indiquent une valeur $R = 0,15$ entre deux sondes situées à $\eta = 0,1$ et $\eta = -0,1$, c'est-à-dire dans les zones I et II pour des vitesses U_1 égales respectivement à $0,15 U_1^0$ et $0,98 U_1^0$, tandis que pour ces mêmes points le coefficient de corrélation $R_{u_1 u_1'}(0, r, 0)$ est voisin de $-0,04$. Ceci laisse supposer une dépendance fonctionnelle sous-jacente par exemple celle liée à des structures ordonnées du genre de celles décrites par [36]. Dans le cas d'un demi-jet plan les travaux plus récents de WYGNANSKY et FIEDLER ne comportent pas de renseignements analogues à ceux que l'on vient de rapporter pour la couche limite et pour un jet rond. Par contre, ils donnent des résultats qui appuient un modèle de zone de mélange constitué de deux parties distinctes.

Ces auteurs appuient par exemple cette affirmation sur le fait que la vitesse de convection mesurée sur la composante fluctuante longitudinale u_1 ne dépasse pas la vitesse moyenne même dans la partie externe de la zone de mélange. Cette coupure fictive paraît en fait assez arbitraire, ne serait ce que si l'on examine la distribution transversale de γ . En ce qui concerne des mesures semblables on note que d'après BRADSHAW [27] il n'en va pas de même dans un jet rond et que le terme $\partial u_1 / \partial x_2$ serait encore plus petit si l'on ne s'intéressait qu'aux fluctuations de vitesse transversales. Nous avons nous-mêmes relevé sur les spectres de u_1 la présence de structures ordonnées dans une zone de mélange et de façon plus sensible encore dans un jet rond (Fig. 34

et 35). Une certaine fixité dans la position des maximums spectraux, plus accusée du reste pour le jet plan, pourrait traduire une cohérence de l'écoulement relativement aux échelles concernées et ceci mettrait partiellement en défaut la tentative de coupure de WYGNANSKY et FIEDLER. Il nous faut encore faire une réserve sur l'emploi des dispositifs destinés à fixer la transition sur la structure de la zone de mélange, dans les premiers diamètres tout au moins. Quoiqu'il en soit le mécanisme de transmission des fluctuations induites apparaît principalement comme un mécanisme transversal qui, dans le cas du jet libre, paraît intéresser toute la zone de l'écoulement. A la différence avec la couche limite où le mouvement en U_2 corrélé au déplacement des frontières atteint son maximum dans une zone proche de la frontière, c'est sans doute la partie centrale de la zone de mélange qui constitue la source équivalente fictive du mouvement induit.

C H A P I T R E V I I

EVOLUTION DE L'INTERMITTENCE DANS DIFFERENTS ELEMENTS

1°) Etude des profils d'intermittence aux frontières de la zone de mélange :

Une première méthode de mesure ne comportant pas de lissage nous avait permis de tracer le profil de γ dans la zone de mélange pour la section $x_1/e = 2$ [34] . Nous avons repris ces mesures par le procédé décrit au chapitre V en déterminant le seuil d'analyse au point où $\gamma \simeq 0,5$. Comme le niveau des fluctuations induites varie peu d'une section à l'autre, ce seuil a pu être conservé pour effectuer l'exploration complète de l'écoulement. La comparaison de ces deux séries d'essais est faite sur la figure (36) sur laquelle sont reportés également les résultats obtenus plus récemment par WYGNANSKY et FIEDLER [14] .

La première méthode ne permettait pas d'apprécier les valeurs de γ voisines ou supérieures à 0,9. Le deuxième procédé, ainsi que celui de WYGNANSKY, semble indiquer que l'intermittence affecte toute la zone de mélange, où ne semble pas dépasser 0,95.

Ce résultat doit naturellement être discuté en considérant que la valeur de γ est obtenue par défaut, mais il nous faut également souligner que la structure de l'écoulement peut se traduire par des signaux dont la répartition n'est pas nécessairement homogène dans la gamme de fréquences sélectionnées par l'appareil détecteur. C'est sans doute cette constatation expérimentale qui a conduit KIBENS à effectuer un lissage dont le temps caractéristique est supérieur à celui des signaux qui servent effectivement à la détection.

Il est possible que l'inhomogénéité précédente résulte d'une distinction entre les échelles correspondant respectivement à la production et à la dissipation d'énergie turbulente maxima comme celle que KUO [15] a détecté de façon plus apparente pour des nombres de Reynolds $\sqrt{u^2} \lambda / \nu$ élevés et pour des fréquences de l'ordre de $f^*/2^*$, mais dans notre cas, les écarts obtenus seraient petits.

Il nous faut donc envisager deux hypothèses :

- Les fronts ne sont pas aussi définis que le suppose la méthode de détection.
- Il existe des mouvements intermittents d'amplitude suffisante pour que la zone centrale soit balayée par l'une ou l'autre des frontières.

On peut se rendre compte en observant les signaux relevés simultanément dans la partie centrale de la zone de mélange à l'aide d'un peigne de fils chauds qu'il existe bien de courtes périodes pendant lesquelles la dérivée $\partial u_i / \partial t$ est très petite (Fig. 37).

2°) Profils d'intermittence dans les jets :

On pouvait déjà observer sur la figure 35 que les profils d'intermittence de la zone de mélange semblent évoluer dans le sens d'une pénétration plus grande de l'intermittence dans l'écoulement lorsque l'on se déplace vers l'aval.

Cette évolution est plus marquée dans un jet plan établi, et aussi dans un jet pariétal plan ou courbe, Fig. 38,

* f^* étant la fréquence de KOLMOGOROV.

39, 40. Comme les profils de vitesse moyenne sont semblables, la pénétration de la zone intermittente, implique une évolution des profils de vitesses moyennes échantillonnées dans les bouffées et à l'extérieur de celles-ci. Nous avons vérifié cette hypothèse dans le cas du jet courbe. Les résultats (Fig. 41) paraissent montrer que la différence $(U_1^e - U_1^i)_{\eta=c}$ croît légèrement avec x_1 . Une telle donnée mériterait sans doute une étude plus systématique mais n'est pas surprenante si l'on considère que les bouffées prennent leur origine dans une région qui devient de plus en plus interne à l'écoulement.

Une partie de l'incertitude qui entache ces dernières mesures provient de la vitesse résiduelle décelée en bordure de jet, et est en accord avec ce que nous avons dit (chapitre V) pour les limites externes d'écoulement. On aurait dans ce cas

$$\frac{U_2}{U_1^0} = \alpha \left[\frac{dx_2}{dx_1} + \frac{x_2^*}{U_1^m} \frac{dU_1^m}{dx_1} \right] \approx 0,12$$

$$\text{où } \alpha = \int_0^\infty \frac{\bar{U}_1}{U_1^m} d \left(\frac{x_2}{x_2^*} \right)$$

ce qui correspond approximativement aux vitesses résiduelles détectées dans cette expérience.

La plupart des expérimentateurs représentent la fonction $\gamma(x_2)$ par une expression du type gaussien :

$$\gamma(x_2) = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x_2 - \bar{x}_2}{\sigma\sqrt{2}} \right)$$

.../...

Le tracé de ces fonctions fait cependant apparaître certains écarts, faibles il est vrai pour la zone de mélange (Fig. 42), mais plus importants pour les jets établis (Fig. 43) : ces différences peuvent cependant être significatives sur le plan de la dépendance mécanique comme le souligne LUMLEY [37] .

Supposant néanmoins ce tracé convenable, la position moyenne du front notée $\bar{x}_2$ correspond au point où $\gamma = 0,5$ et l'on peut déterminer l'écart type $\sigma = [(\overline{x_2 - \bar{x}_2})^2]^{1/2}$ qui se réduit à un facteur d'échelle.

Avec ces notations on observe que σ/x_2^* évolue très peu avec l'abscisse, tandis que $\bar{x}_2/x_2^*$ diminue. C'est d'ailleurs la même observation que l'on peut formuler à partir des mesures de CORRSIN pour le jet plan. L'équilibre ne s'étend donc pas aux plus larges structures de l'écoulement, ce qui pouvait déjà être décelé sur les profils d'intensité de turbulence [38] .

3°) Evolution de l'intermittence et de l'entraînement dans les jets :

Les rapports $\bar{x}_2/x_2^*$ et σ/x_2^* sont plus faibles pour le jet pariétal plan que pour le jet libre, sans doute à cause de l'influence défavorable de la paroi sur la croissance des grosses structures. L'évolution du front turbulent suivant Ox_1 se caractérise d'ailleurs surtout par une variation de $\bar{x}_2/x_2^*$, tandis que σ/x_2^* est presque constant (Fig. 44).

Pour le jet courbe $\bar{x}_2/x_2^*$ et σ/x_1^* deviennent plus faibles que dans les cas précédents par suite de l'effet stabilisant des forces d'inertie centrifuges, cf. [39], et nous observons comme pour les autres jets une absence d'équilibre surtout sensible sur la position moyenne des fronts $\bar{x}_2/x_2^*$. Nous avons pu cependant regrouper les évolutions de débit dans les jets en ne retenant le seul paramètre σ grâce à une relation de la forme

$$Q/Q_b = f(\sigma/e) \quad (\text{Fig. 44})$$

Le fait que σ ne caractérise pas complètement la frontière laisse cependant penser qu'une relation de ce type n'est valable que pour un nombre limité de modèles, comme nous allons le voir en étudiant certains aspects de l'intermittence dans les couches limites.

4°) Intermittence des couches limites :

Nous étudions dans ce qui suit les profils d'intermittence dans deux types de couches limites :

- une couche limite naturelle développée,
- une couche limite épaissie initialement au moyen d'un soufflage à partir de la paroi.

Pour ce dernier écoulement, la comparaison des profils de vitesse moyenne ainsi que de certaines caractéristiques turbulentes incluant $\sqrt{u_1}/U_1^0$, $\sqrt{u_2}/U_1^0$, $\overline{u_1 u_2}/U_1^{0^2}$ révèle un comportement en aval de la zone de soufflage qui tend vers celui de la couche limite naturelle, sauf peut être dans la partie externe [40].

Les mesures de γ donnent les résultats suivants :

1°) Il n'y a pas d'évolution décelable du profil d'intermittence en fonction de x_1 , pour une même couche.

2°) La pénétration de l'intermittence est très différente dans les deux couches (Fig. 45).

- Comme le débit entraîné est voisin dans chaque cas, nous ne pouvons pas relier l'entraînement à une fonction de σ/δ seul.

- Comme les caractéristiques moyennes et turbulentes sont semblables pour les deux couches limites. Une relation du type

$$-\frac{\overline{u_1 u_2}}{U_1^2} \approx \frac{\sigma}{x_2^*} \frac{\partial U_1 / U_1^m}{\partial x_2 / \partial x_2^*}$$

proposée par GARTSHORE ne s'étend pas non plus à ce cas.

Il serait évidemment d'intérêt de confronter ces données fragmentaires à celles que l'on obtiendrait dans des couches limites soumises à des gradients de pression pour lesquelles les évolutions d'intermittence ont été mises en évidence par FIEDLER et HEAD [9] , mais ces derniers ne donnent pas de renseignements sur les débits.

On peut par ailleurs constater que le tracé en coordonnées gaussiennes du profil $\gamma(x_2)$ fait apparaître pour la couche limite épaissie un écart avec la loi normale à partir de $\gamma > 0,65$ (Fig. 46).

5°) Intermittence cinématique et thermique dans la zone de mélange :

Nous avons mesuré l'intermittence cinématique sur le jet froid et l'intermittence thermique sur le même jet chauffé (Fig. 47). Bien que des écarts apparaissent entre les deux profils γ et γ_r , ceux-ci sont moins marqués que ceux qu'observent LAUFER et alii 24, en particulier du côté externe. Il est vrai qu'en toute rigueur ces auteurs mesurent des fluctuations de concentration.

Nous formulons cependant certaines réserves à ces résultats :

- La mesure de γ_r paraît insuffisamment élaborée.
- Des erreurs de positionnement ne sont pas à priori à exclure, parce que celui-ci est effectué à partir des profils moyens. Nous avons effectivement constaté que des écarts entre les températures extérieures de part et d'autre du jet horizontal évoluent et peuvent atteindre au cours du temps 5 % ($T^o - T^r$), ce qui entraîne une altération de la symétrie du profil thermique.

Il a donc semblé préférable de préciser l'existence des écarts précités en plaçant un peigne de 6 fils chauds distants de 1,5 mm (Fig. 48). On peut ainsi dans un temps assez court enregistrer les signaux correspondant à chaque frontière des parties inférieures et supérieures du jet, tout en contrôlant la symétrie. La même expérience est faite

pour l'écoulement froid avec un autre peigne sensible : la vitesse placé sur un dispositif d'exploration indépendant. Des écarts de 1 mm qui correspondent en fait à l'incertitude des résultats obtenus pour les γ_T , devraient alors être décelés par simple comparaison des traces.

Dans l'écoulement froid, nous avons ainsi obtenu les relevés des dérivées de vitesse $\partial u_1 / \partial t$ des figures 49 et 50. Dans l'écoulement chauffé ceux des températures instantanées des figures 49 bis et 50 bis.

Comparant les figures 49 et 49 bis (frontière externe) nous ne percevons pas de différence sensible entre les taux de présence des signaux "turbulents" :

- les limites apparaissent voisines : repère 38 - 36,5 - 35 mm.
- Une variation des amplitudes des signaux correspondant aux intervalles de bouffées apparaît dans les deux cas entre les repères 30,5 et 32 mm. Notons que pour ce dernier repère $\gamma_c \approx 0,42$.

Pour la frontière interne la comparaison des échantillons de signaux des figures 50 et 50 bis confirme ces conclusions qui se vérifient encore sur la zone de mélange symétrique par rapport à l'axe de la buse.

Nous pouvons remarquer que l'intermittence apparaît de façon différente sur les enregistrements de température correspondant aux frontières externes et internes :

Comparons en effet les deux signaux :

frontière	figures	repère	γ mesuré
externe	49 bis	30,5	0,42
interne	50 bis	15,5	0,46

Le premier présente de grandes fluctuations de température dans l'intervalle des bouffées.

Le second apparaît comme une suite de signaux triangulaires, la tension dans les intervalles résultant surtout :

- 1°) du bruit de fond de l'enregistreur magnétique,
- 2°) d'une composante à 50 hz $n \approx 20 \mu V$ à l'entrée.

Il est clair que si nous interprétons les fluctuations obtenues dans le premier cas comme la naissance de nouvelles bouffées, le γ_T devrait se trouver très supérieur au γ dans cette région. En pratique il se révèle que la sélection des zones de turbulence thermique au moyen d'un critère basé sur les fréquences est trop peu sensible. On peut dire que le rapport b/n (cf. Chapitre IV) est petit. Nous savons que dans ce cas le réglage du seuil est critique et dépend de la position de la sonde dans l'écoulement. On obtient alors des valeurs de γ trop élevées ou trop faibles suivant que le seuil affiché est inférieur ou supérieur à sa valeur correcte qui est difficile à apprécier.

Dans le deuxième cas (côté interne), le signal se caractérise par un manque de fréquences élevées, d'où des difficultés analogues à celles que nous rencontrons côté externe. Comme la température du cône à potentiel reste relativement constante on peut penser à utiliser l'analyse en amplitude du signal direct. Celle-ci est cependant fortement tributaire de la dérive des tensions continues qui représentent environ 35 fois le niveau maximum du signal intermittent. Une méthode basée sur la différence $\partial/\partial t (\Delta T/\Delta x_2)$ pourrait peut-être surmonter cette dernière difficulté : les dérivés des signaux continus ne donnant pas de signaux appréciables, contrairement au passage des balles fluides turbulentes.

C H A P I T R E V I I I

ANALYSE DES CARACTERES DES FRONTIERES DE LA ZONE DE MELANGE DEDUITS DE L'ETUDE DES SIGNAUX INTERMITTENTS THERMIQUES

1°) Schéma de structure pour les bouffées de turbulence :

Cherchons tout d'abord à traduire le modèle de développement des bouffées turbulentes proposé par KOVASZNAY, en établissant la forme idéale des signaux de température, qu'il implique. Prenons par exemple le cas de la couche limite sur paroi froide.

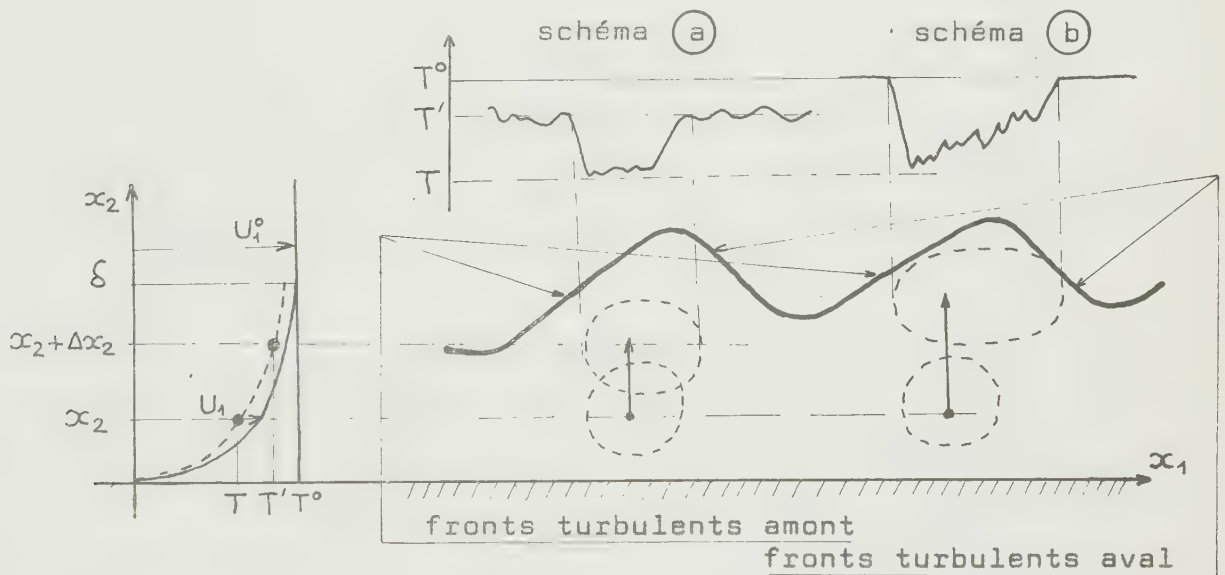
On suppose qu'une balle fluide, évoluant initialement à l'ordonnée x_2 et à la température moyenne correspondante T , se trouve déplacée jusqu'à l'ordonnée $x_2 + \Delta x_2$ où la température est T' . Un sillage se développe côté aval

$$\text{puisque } U_1(x_2 + \Delta x_2) > U_1(x_2)$$

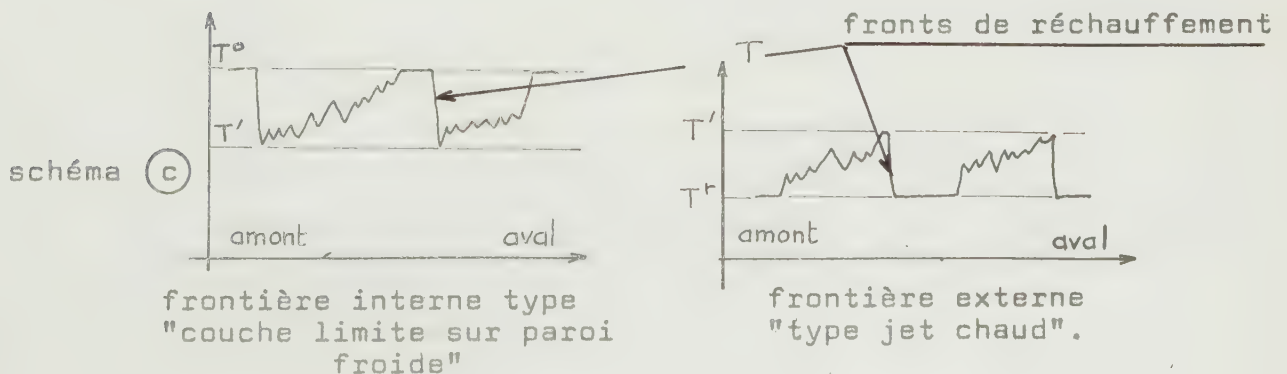
et la répartition des températures qui en résulte est figurée sur le schéma (a) : la sonde située initialement dans un milieu à température T se trouve brusquement portée à la température T' (front thermique amont). Dans les premiers instants on observerait un front aval d'amplitude sensiblement égale à celle du front amont.

Dans les instants ultérieurs la traversée du sillage se traduit par une diminution de la température jusqu'à la valeur locale T' , la balle fluide cédant de la chaleur au profit du sillage formé. Dans le cas où ces phénomènes se produisent à

la limite de l'écoulement, nous pouvons admettre qu'il peut subsister un régime transitoire caractérisé par la persistance d'un front thermique aval d'amplitude inférieure au front amont (schéma (b)) au moins dans l'hypothèse où le sillage ne serait pas constitué par des particules fluides qui viennent d'être entraînées.



Appliquant ce processus à la zone de mélange, on pourrait s'attendre à des signaux ayant la forme suivante : (schéma (c))



On constate que les signaux des figures 51 et 52 présentent les caractères de ce schéma * , le passage à la forme complètement dissymétrique s'effectuant d'une manière progressive lorsque l'on pénètre dans la zone centrale (Fig. 53

$x_2 = 21,5$ et 23 mm) où les fronts de réchauffement dominent les autres fronts. La ressemblance est moins nette pour les signaux des figures 54 et 55 correspondant à des zones plus extérieures pour lesquelles les fronts thermiques amont et aval ont des amplitudes voisines.

Les schémas proposés sembleraient donc mieux s'appliquer à la zone centrale qu'aux régions intermittentes elles-mêmes, comme si les phénomènes de sillage étaient présents dans toute la zone de mélange.

On peut toutefois remarquer que l'amplitude des fronts de réchauffement varie peu dans toute leur zone d'existence et en particulier dans la région centrale**. Or si le front de réchauffement résultait de l'écart entre la température initiale T de la balle fluide du schéma (a) et la température T' locale, son amplitude devrait augmenter avec

Δx_2 (Puisque, par exemple, pour la partie externe de la zone de mélange $(T-T')/(T^0-T')$ passe de 0,50 à 0,15 quand x_2 varie de 23 mm à 32 mm).

De plus aucune distinction ne paraît possible en ce qui concerne l'évolution des bouffées dans cette région, comme si les sillages étaient tous immédiatement formés.

* Voir par exemple les bouffées repérées par A pour la frontière interne et B pour la frontière externe.

** Voir par exemple Figure 53 les portions des signaux repérées par C et D qui correspondent respectivement à des bouffées de la zone intermittente interne et externe.

L'interprétation que nous venons de donner ne paraît donc pas complètement satisfaisante. Nous pensons plutôt que les fronts de réchauffements sont associés à un changement de sens de l'écoulement local dans la direction transversale, la sonde enregistrant les écarts de température entre les particules qui proviennent de la zone turbulente, et celles qui viennent d'être entraînées à l'intérieur, d'où une très faible évolution dans l'amplitude des fronts.

En d'autres termes nous observons les conséquences d'un mouvement antisymétrique par rapport à l'axe des bouffées. Pour la frontière externe celui-ci est constitué : (schéma (d))

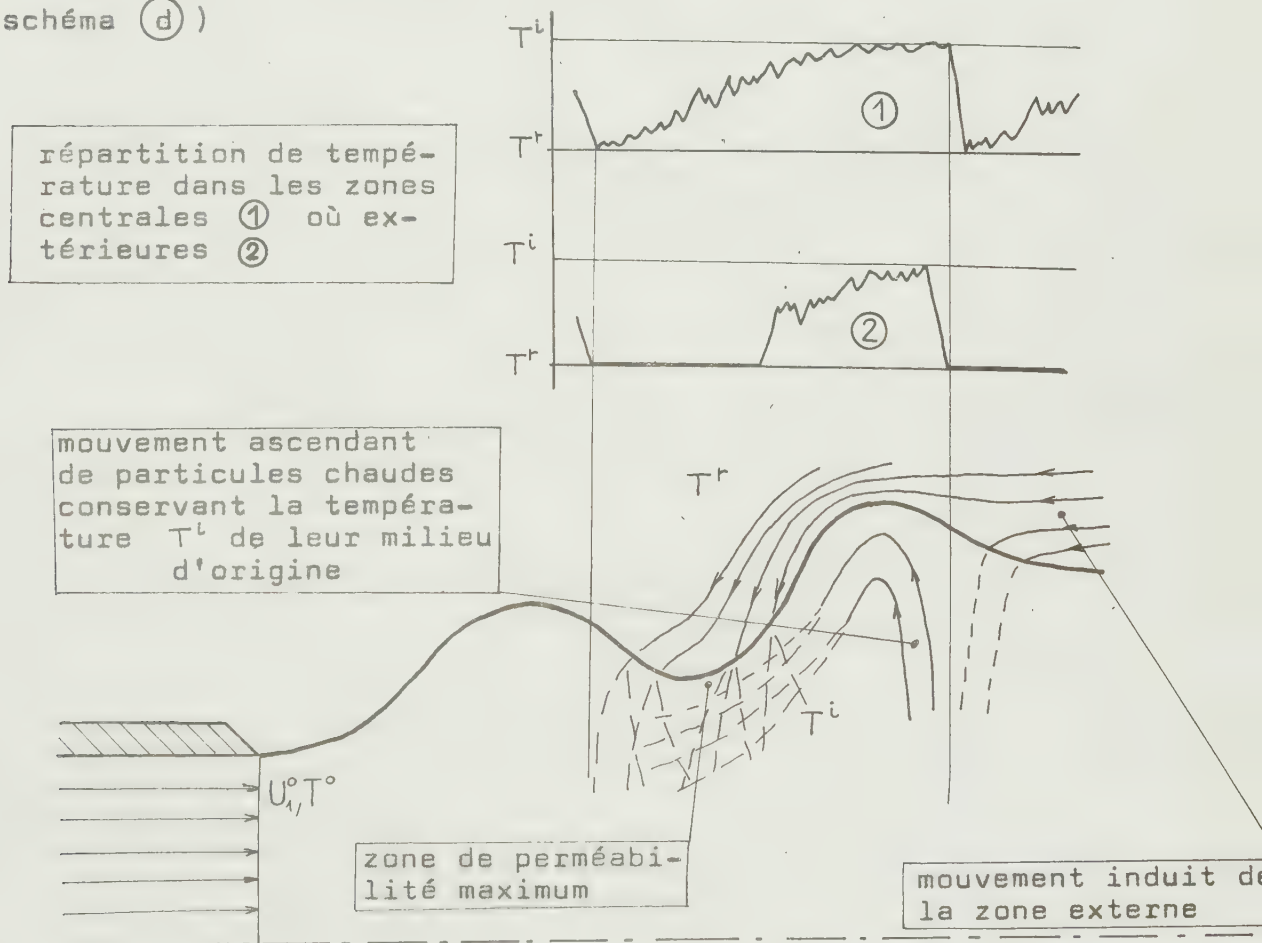


schéma (d) *
frontière externe de
la zone de mélange

.../...

* Le tracé des lignes de courant qui traversent la frontière ne doit être considéré que comme une schématisation commode.

- d'une part par le déplacement de particules fluides chaudes vers l'extérieur,
- d'autre part, par l'entraînement, provoqué par la dépression due au premier mouvement, de particules de fluide ambiant, et du sillage qui a pu se former.

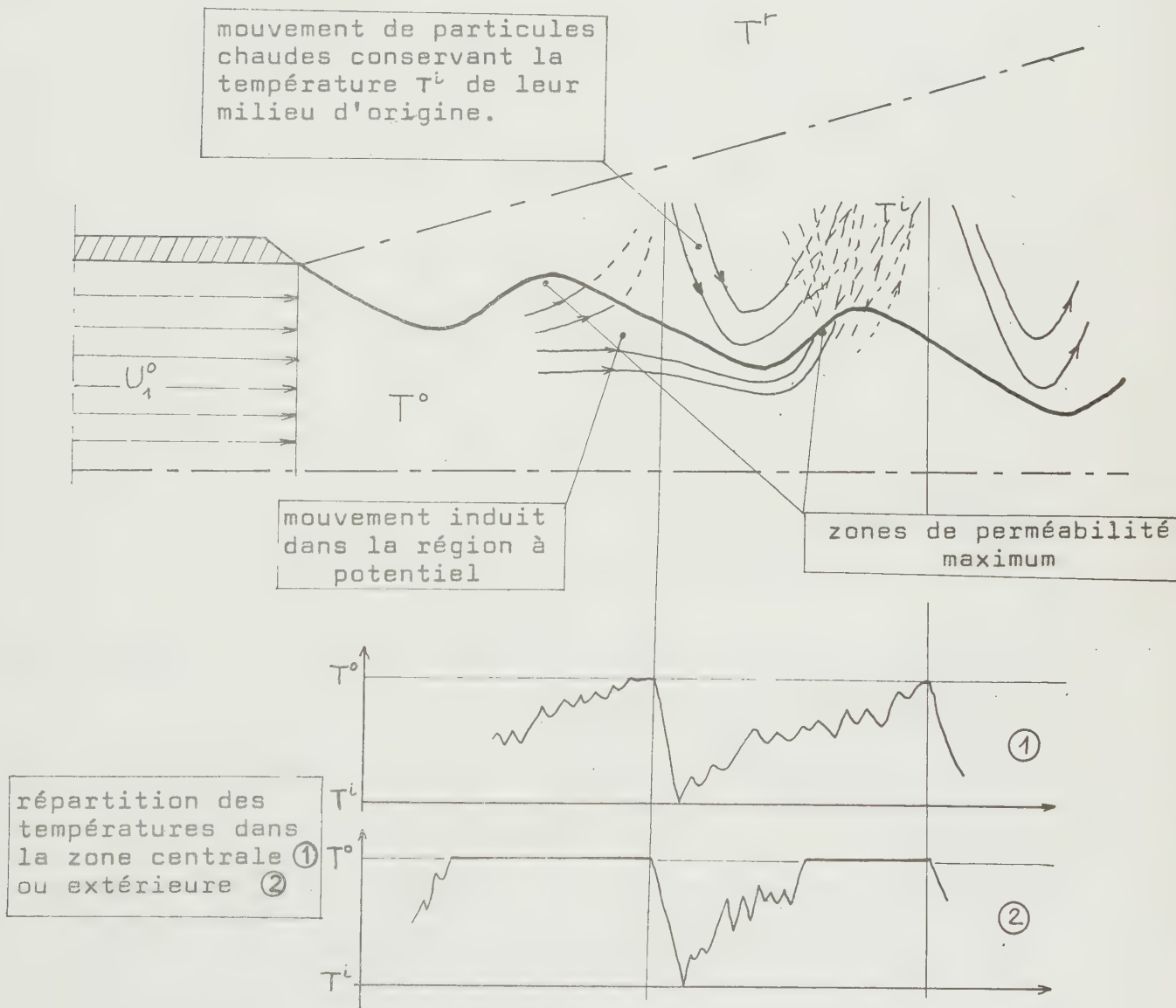


schéma (e)
Frontière interne de
la zone de mélange



Le comportement de la partie interne de la zone de mélange serait tout à fait analogue (schéma (e)). On remarque de plus que pour chaque frontière le mélange de flux se produit dans la zone de sillage des bouffées, ce dernier devant d'ailleurs être assez efficace pour que le front de refroidissement disparaisse complètement dans la zone centrale de l'écoulement.

L'analyse précédente effectuée pour une zone de mélange ne confirme donc pas l'importance des phénomènes de sillage dans le développement des bouffées turbulentes. Nous devons toutefois souligner que les schémas proposés restent en accord avec les résultats de mesure de corrélation spatio-temporelles rapportées par KOVASZNAY. En effet :

- La présence de particules provenant de régions à vitesse U_1 différentes peut expliquer l'existence de zones de corrélation R_{u,u'_1} , négatives.
- Le mouvement antisymétrique décelé pourrait non seulement être associé aux particules qui "accompagnent" la frontière, mais à l'ensemble de l'écoulement intérieur aux bouffées.

2°) Perméabilité de la frontière des écoulements turbulents :

Nous avons souligné dans ce qui précède la différence de comportement entre les fronts thermiques amont et aval. Prenant l'exemple de la frontière interne de la zone de mélange, nous observons des fronts amont dont l'amplitude et la durée varie peu dans toute leur zone d'existence, sauf peut-être en extrémité de bouffée (Fig. 54, repère E). Les fronts aval tendent par contre à disparaître lorsque l'on pénètre dans l'écoulement turbulent. Supposant que la température marque ce dernier de façon idéale, on a donc pu interpréter la persistance des fronts amont par la relative



imperméabilité des surfaces auxquelles ils sont associés, tandis que la dégradation du front aval pouvait résulter d'un mélange avec les particules froides entraînées.

Du point de vue cinématique l'examen de la perméabilité nécessite la connaissance de plusieurs paramètres. Nous pouvons envisager deux processus d'entraînement différents :

- l'un par aspiration de particules fluides à travers la frontière,
- l'autre par création de structures turbulentes à petite échelle dans les régions limitrophes.

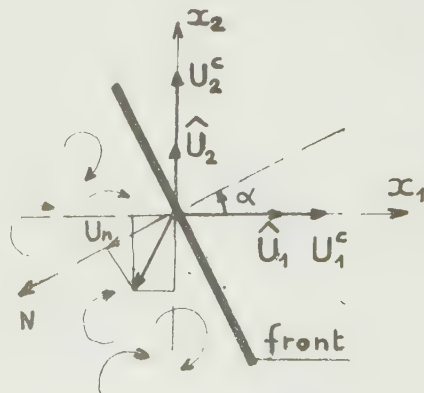
Dans le premier cas, la frontière reste à un instant donné attachée aux mêmes particules : les vitesses de convection U^c du front et $\hat{U}$ des particules constituant le front devraient être les mêmes, ce que les expériences de KOVASZNAY et alii [3] paraissent infirmer.

Dans le deuxième cas, la frontière se propage du fait d'un phénomène qui peut être interprété à l'échelle de l'écoulement comme un processus de diffusion contrôlé par les petites échelles turbulentes. Supposant que cette vitesse de propagation a deux composantes U_1^c et U_2^c suivant Ox_1 et Ox_2 la vitesse de la particule relativement au front est

$$U_n = (U_1^c - \hat{U}_1) \cos \alpha + (U_2^c - \hat{U}_2) \sin \alpha$$

sa détermination nécessite donc la donnée :

- des vitesses $\hat{U}_1$ et $\hat{U}_2$ échantillonnées dans le voisinage du front,





- des vitesses de convection du front.
- de la pente des fronts.

Certains de ces paramètres ont été mesurés par KOVASZNAY et alii [3] puis par BLACKWELDER [41], au bord d'une couche limite. La seule réserve qui pourrait être faite dans l'interprétation de ces données résulte de l'impossibilité de faire une distinction entre les bouffées : ces résultats concernent tous les fronts qui se présentent à une ordonnée et non à une ordonnée caractéristique des bouffées, ce qui rend leur traduction approximative si l'on veut établir le schéma d'une bouffée type.

En ce qui concerne les vitesses $\hat{U}_2^*$ échantillonnées sur les fronts turbulents, ces auteurs indiquent :

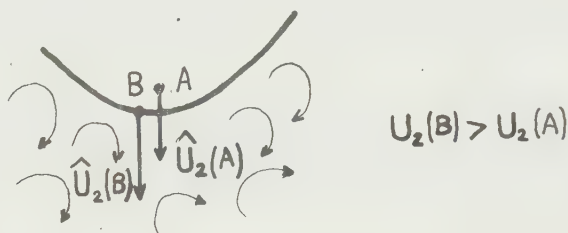
- qu'elles sont dirigées vers le fluide sain pour le seul front amont pour $0,5 < \gamma < 0,9$.
- qu'elles sont partout ailleurs dirigées vers la paroi et présentent un maximum pour le front aval au point où $\gamma = 0,9$.

Or l'échantillonnage en un point d'ordonnée $x_2 - \Delta x_2$ au moment où le front atteint la côte x_2 fait ressortir une certaine continuité de $\hat{U}_2$ en fonction de Δx_2 et un maximum marqué dans l'écoulement turbulent pour $\Delta x_2 = +0,1 \delta$. Nous remarquons donc que la traversée du front par les particules entraînées ne peut se produire, dans le creux des bouffées ($\alpha \simeq \frac{\pi}{2}$), que si la vitesse de convection du front

* Les mesures portent en réalité sur $\hat{U}_2 - U_2$, mais U_2 est très petit et nous ne conservons que $\hat{U}_2$ pour alléger l'exposé.



a une composante positive suivant Ox_2 , le front portant la particule B ne pouvant manifestement englober la particule A qui a une vitesse inférieure (schéma). Bien que



nous ne disposons d'aucun résultat concernant la vitesse on peut en obtenir un ordre de grandeur en supposant un front pratiquement plan, par l'expression

$$\frac{U_2^c - U_2}{U_1^0} \approx \frac{d\bar{x}_2}{dx_1} - \frac{d\delta^*}{dx_1}$$

qui conduit d'après [1] à une valeur de 0,011, sans doute surévaluée à cause de l'approximation faite sur les pentes. A supposer que le front est animé d'une vitesse U_2^c pratiquement uniforme, on peut déduire des valeurs de $\hat{U}_2$ que la composante de la perméabilité suivant Ox_2 pour les fronts amont est très faible, tandis qu'elle est maximum pour les creux des bouffées.

Tout ceci est en bon accord avec le modèle que nous avons proposé. Considérant toujours les résultats obtenus pour la couche limite il se trouve cependant que l'échantillonnage des vitesses suivant Ox_1 révèle un comportement différent de celui escompté. Pour les fronts amont nous relevons en effet $U_1^c - \hat{U}_1 \approx 0,06 U_1^0$ pour $0,1 < \gamma < 0,5$ ce qui implique une perméabilité suivant Ox_2 puisque la composante est petite *. Dans ce cas,

* Il est curieux de constater qu'avec de tels résultats une partie du débit entraîné le serait par le front amont, schéma cependant non conforme à celui donné par les auteurs de la mesure.



le front de température amont, ne subsisterait vraisemblablement que dans la période initiale correspondant à la création de la bouffée. Il faut toutefois dire qu'étant donnée la faible inclinaison des fronts (Fig. 56) les raisonnements conduits sur des composantes portées par Ox_2 sont les plus convaincants en ce qui concerne l'étude de la perméabilité.

3°) Compatibilité des différences relevées sur les profils moyens en bordure d'écoulement avec l'existence d'un front turbulent unique :

Le but de ce paragraphe est de montrer que les écarts obtenus sur les profils moyens de température et de vitesse dans les régions où γ est faible sont compatibles avec l'hypothèse selon laquelle γ et γ_T sont voisins ou identiques.

Nous nous placerons dans le cas de la frontière interne de la zone de mélange. En désignant respectivement les moyennes dans et hors des bouffées par les indices supérieurs t et e :

$$U_1 = \gamma_c U_1^t + (1 - \gamma_c) U_1^e$$

$$T - T^r = \gamma_T (T^t - T^r) + (1 - \gamma_T) (T^e - T^r)$$

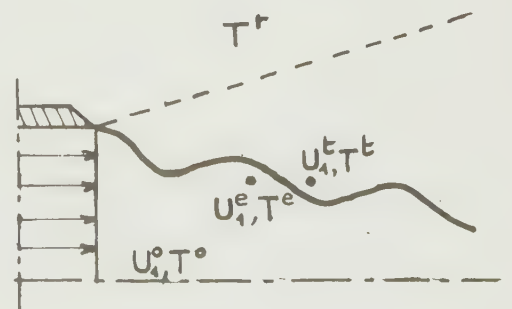
On a donc :

$$\frac{U_1}{U_1^o} = \gamma_c \frac{U_1^t - U_1^e}{U_1^o} + \frac{U_1}{U_1^o}$$

et comme

$$T^e - T^r \approx T^o - T^r$$

$$\frac{T - T^r}{T^o - T^r} = \gamma_T \frac{T^t - T^o}{T^o - T^r} + 1$$





La vérification de cette dernière expression par des mesures échantillonnées de T^t est sans intérêt pour le problème qui nous occupe puisqu'en particulier elle ne prouverait pas l'exactitude de la détection de l'intermittence thermique. Nous cherchons plutôt à comparer les deux quantités

$$1 - \frac{U_1}{U_1^0} \quad \text{et} \quad 1 - \frac{T - T^r}{T^0 - T^r}$$

Or comme il résulte des essais de WYGNANSKY et FIEDLER [14]

$U_1^e \approx U_1^0$ à 0,5 % près dans toute la région où $\gamma_c \leq 0,5$, nous sommes donc ramenés à comparer :

$$1 - \frac{U_1}{U_1^0} = - \gamma_c \frac{U_1^t - U_1^e}{U_1^0}$$

et

$$1 - \frac{T - T^r}{T^0 - T^r}$$

On peut obtenir une approximation de cette dernière quantité en intégrant les signaux enregistrés ce qui revient à mesurer $T - T^e \approx T - T^0$. On peut aussi supposer que la valeur efficace des signaux fluctuants résulte des phénomènes intermittents (cf Chapitre V). Schématisons par exemple les signaux thermiques par une succession de signaux rectangulaires d'amplitude $T^t - T^0$ (schéma (a))



Nous avons alors

$$\gamma_T (T^t - T^0) = (1 - \gamma_T) (T - T^0)$$



$$\text{et } \sqrt{\theta^2} = (T^t - T)^2 \frac{\gamma_T}{1 - \gamma_T}$$

$$\text{soit } \frac{T^o - T}{T^o - T^r} = \frac{\gamma_T}{1 - \gamma_T} \frac{\sqrt{\theta^2}}{T^o - T^r}$$

Envisageons aussi une succession de signaux de forme triangulaire (schéma (b)) qui est plus proche de la réalité, nous obtiendrons alors :

$$\frac{T^o - T}{T^o - T^r} \approx \frac{\gamma_T \sqrt{3}}{\sqrt{1 - \gamma_T} \sqrt{4\gamma_T - \gamma_T^2}} \frac{\sqrt{\theta^2}}{T^o - T^r}$$



Comme ces deux expressions conduisent à des résultats voisins, le choix de la forme du signal n'est pas critique. Remplaçant alors dans la deuxième expression γ_T et $\sqrt{\theta^2}$ par les valeurs mesurées γ et $\sqrt{\theta^2}$ en un même point nous en déduisons les écarts $1 - \frac{T - T^r}{T^o - T^r}$ cherchés.

Nous constatons sur le tableau suivant un bon accord entre les résultats obtenus et les valeurs déduites du profil de température expérimental :

.../...



η	- 0,137	- 0,125	- 0,112	- 0,10	- 0,087	- 0,075
$\sqrt{\theta^2}/T^0-T^r$	1,2	3	5,3	7,5	8,1	10,4
γ_c	0,02	0,04	0,08	0,18	0,30	0,47
$(1 - \frac{T-T^r}{T^0-T^r})\%$ calculé	0,15	0,53	1,37	2,94	4,77	9,4
$(1 - \frac{T-T^r}{T^0-T^r})\%$ mesuré	0	0,20	1,0	2,6	5,3	9,2
$(1 - \frac{U_1}{U_1^0})\%$ mesuré	0	0	0	0,1	0,8	2

Cherchons maintenant à évaluer la quantité $\gamma \frac{U_1^e - U_1^f}{U_1^0}$

L'écart $U_1^e - U_1^f$ pourrait être mesuré par échantillonnage. Nous pouvons essayer également d'en obtenir un ordre de grandeur à partir de l'analyse de probabilité des signaux de vitesse instantanée.

On peut en effet considérer que les signaux de vitesse résultent de la juxtaposition

$$[1 - I(t)](U_1^e + u_1^e) + I(t)(U_1^f + u_1^f)$$

de deux signaux $U_1^e + u_1^e$ et $U_1^f + u_1^f$ se produisant pendant les fractions $1 - \gamma$ et γ du temps.

($I(t) = 1$ pendant les bouffées.)



Supposant des répartitions de u_1^e et u_1^t gaussiennes, et l'indépendance statistique de $I(t)$ et de u_1^t et u_1^e on a

$$\text{Prob}(U_1 + u_1) = \frac{1-\gamma}{\sqrt{2\pi \bar{u}_e^2}} e^{-\frac{(U_1 - U_1^e + u_1)^2}{2\bar{u}_e^2}} + \frac{\gamma}{\sqrt{2\pi \bar{u}_t^2}} e^{-\frac{(U_1 - U_1^t + u_1)^2}{2\bar{u}_t^2}}$$

or nous pouvons supposer $\bar{u}_t^2 > \bar{u}_e^2$

$$\text{et } (U_1^t - U_1^e) \approx \sqrt{\bar{u}_t^2}$$

dans ces conditions l'expression précédente se réduit pour les faibles valeurs de $\text{Prob}(U_1 + u_1)$ à

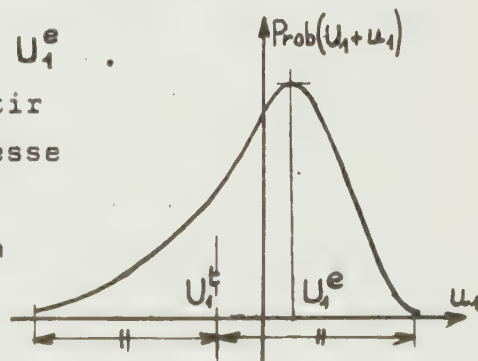
$$\text{Prob}(U_1 + u_1) = \frac{\gamma}{\sqrt{2\pi \bar{u}_t^2}} e^{-\frac{(U_1 - U_1^t + u_1)^2}{2\bar{u}_t^2}}$$

ce qui nous permet de déterminer approximativement $U_1 - U_1^t$
De plus, et pour les mêmes hypothèses

$$\frac{d}{du_1} \text{Prob}(U_1 + u_1) = \frac{(1-\gamma)(U_1 - U_1^e + u_1)}{\sqrt{2\pi} (\bar{u}_e^2)^{3/2}} e^{-\frac{(U_1 - U_1^e + u_1)^2}{2\bar{u}_e^2}} - \gamma \frac{(U_1 - U_1^t + u_1)}{\sqrt{2\pi} (\bar{u}_t^2)^{3/2}} e^{-\frac{(U_1 - U_1^t + u_1)^2}{2\bar{u}_t^2}}$$

s'annule pour une valeur U_1 proche de U_1^e .

On peut donc évaluer $U_1^t - U_1^e$ à partir du décalage qui se produit entre la vitesse correspondant au maximum de probabilité, et la moyenne des valeurs extrêmes de la vitesse (Cf schéma).



Nous avons effectué ces analyses de probabilité pour différentes ordonnées et reporté les courbes correspondantes sur la figure 57. L'évaluation qui précède conduit alors aux résultats suivants :



η	γ	$1 - U_1/U_1^0$ déduit	$1 - U_1/U_1^0$ mesuré
- 0,075	0,45	0,03	0,02
- 0,10	0,18	- 0,001	0,001

Le signe négatif obtenu pour $1 - U_1/U_1^0$ petit pourrait provenir de l'hypothèse trop grossière faite sur les répartitions de vitesse (surtout pour la **composante** u_1^t qui n'est sans doute pas symétrique). Il est cependant significatif d'observer l'évolution des courbes de probabilité lorsque γ (ou η) décroît. Celles-ci passent en effet de la forme du schéma (qui correspond aux hypothèses formulées) à une forme différente pour laquelle la probabilité d'obtenir des vitesses élevées croît. L'observation effectuée pour $\eta < - 0,10$ confirme d'ailleurs que ces vitesses élevées sont bien associées à des particules de fluide turbulent, de sorte que les vitesses moyennes U_1^t et U_1^e se rapprochent. Même sans tenir compte des résultats obtenus avec les approximations précédentes qui sont discutables puisque $U_1^t - U_1^e \approx \sqrt{u_1^2}$ cesse d'être valable, on peut se rendre compte que $\gamma_c (U_1^e - U_1^t)/U_1^0 \approx \gamma_c \sqrt{u_1^2}/U_1^0$ devient très petit ($= 0,18 \cdot 0,004 = 0,00075$ pour $\eta = - 0,10$). Ces résultats expliquent donc bien les écarts relevés entre les comportements des profils réduits de vitesse et de température moyennes aux faibles valeurs de γ , la différence entre les gradients $U_1^e - U_1^t$ et $T^t - T^e$ devant en définitive être attribuée au mouvement de rotation qui affecte l'écoulement turbulent en extrémité de bouffée.



C O N C L U S I O N

Les résultats présentés dans cette étude se rapportent pour la plupart à la zone de mélange d'un jet plan. A titre de comparaison, certaines expériences ont été reprises dans des jets pariétaux, dans une couche limite naturelle, et dans une couche limite épaissie par soufflage.

Après examen des différentes méthodes précédemment utilisées pour mesurer le facteur d'intermittence γ , nous avons choisi de détecter les zones turbulentes par la présence de composantes longitudinales de vitesse u_1 à des fréquences voisines de $f_k/4$ (f_k : fréquence de Kolmogorov). Cette sélection est effectuée au moyen d'une dérivée par rapport au temps associée à un filtrage. On cherche alors à relier γ à la probabilité pour que le signal $[\partial(u_1 \text{ filtré})/\partial t]^2$ dépasse un seuil fixe, quelle que soit la position du point de mesure. Comme on le voit en considérant un signal "synthétique" (Fig. 6), ce résultat peut être obtenu pour un rapport des amplitudes du signal traité dans et hors des bouffées suffisamment élevé. Pratiquement on "lisse" $[\partial(u_1 \text{ filtré})/\partial t]^2$ en superposant un signal identique décalé du temps $\tau_1 \simeq 2/f_k$. Notons que cette manière de procéder supprime pratiquement l'arbitraire attaché à la détermination du seuil. Les mesures échantillonnées ne peuvent cependant être effectuées sans lisser également le signal issu du comparateur de manière à supprimer les périodes non turbulentes de durée inférieure à $\tau_2 \simeq \tau_1$.

Pour étudier en détail les frontières libres nous avons utilisé deux peignes de 6 fils chauds, l'un sensible à la vitesse, l'autre à la température. Ce dernier disposé dans la zone de



mélange légèrement chauffée nous a permis de mettre en évidence la présence de mouvements d'ensemble dans chacune des parties de cette zone (Fig. 51 pour la partie interne, Fig. 53 et 54 pour la partie externe) . La limite entre ces deux parties semble se situer un peu à l'extérieur du prolongement de la buse. Quelques uns de ces mouvements s'étendraient d'une frontière à l'autre. Cette double constitution pourrait alors expliquer le caractère contradictoire de certains résultats obtenus antérieurement : corrélation à grande échelle transversale mesurées par BRADSHAW et FERISS, comportement relativement indépendant des deux parties de la zone de mélange relevé par WYGNANSKY et FIEDLER.

Afin de rendre compte de la forme dissymétrique des signaux thermiques relevés dans toute la zone de mélange centrale, nous avons été amenés à proposer un modèle de structure pour les bouffées intermittentes. Examinant par exemple le cas de la zone de mélange interne on observe : (Fig. 50)

- la persistance spatiale des fronts de température amont, dans toute la zone d'existence de la bouffée.
- La disparition des fronts de température aval lorsque l'on pénètre dans la partie centrale de la zone de mélange.

On en déduit alors la présence de deux mouvements antisymétriques par rapport à l'axe de la bouffée : (cf. p. 78)

- le premier dirigé vers le cône à potentiel dans la partie amont,
- le second dirigé vers le centre de la zone de mélange dans la partie aval, et qui joue un rôle déterminant dans le processus d'entraînement.



Remarquons que les injections de fluide sain ainsi détectées à différentes profondeurs doivent faire l'objet d'une double réorganisation cinématique et thermique, une "mise en turbulence" se produisant tandis que s'opère le mélange.

La comparaison des signaux obtenus à l'aide de peignes de fils (Fig. 49 et 50) dans l'écoulement froid pour les fluctuations de vitesse, et légèrement chauffé pour les fluctuations de température, semble indiquer que les frontières cinématiques et thermiques sont très voisines. Les écarts que l'on a pu relever entre les profils d'intermittence pourraient sans doute être attribués à l'incertitude des mesures de γ_T . Les fluctuations de niveau du signal thermique dans le creux des bouffées qui apparaissent par exemple côté extérieur (Fig. 49 bis repère 30,5) nous ont imposé de sélectionner les zones turbulentes par l'analyse de $[\partial\theta/\partial t]^2$. L'absence relative de fréquence élevées dans les bouffées devient alors une cause d'erreurs appréciable. Nous pouvons cependant incriminer une incertitude sur la mesure de γ lui-même : le niveau de turbulence, atteint par les structures qui viennent d'être entraînées, pourrait être du même ordre que celui des fluctuations induites. La valeur mesurée de γ serait alors trop faible, tandis que la mesure de γ_T serait peu influencée par un processus d'entraînement qui se manifeste essentiellement par la dégradation des fronts thermiques.

Par ailleurs, les écarts entre les profils de vitesse et de température moyennes relevées à la limite de l'écoulement seraient simplement dus au fait que, sur une frontière donnée, les gradients de température fluctuante $\tilde{T}^e - \tilde{T}^o$ ont toujours le même signe, alors que les gradients de vitesse $U_1^e - U_1^o$ sont de signe quelconque et peuvent devenir très petits en extrémité de bouffée à cause du mouvement de rotation qui s'y produit.

Il est connu que des fluctuations de vitesse induites sont présentes dans le voisinage des frontières libres des



écoulements turbulents. La faible vitesse de convection de ces fluctuations dans la région du cône à potentiel ($U_1^c \approx 0,6 U_1^o$) confirme que celles-ci ne résultent pas du seul mouvement de la frontière interne. Une étude qui porte sur les signaux filtrés a été effectuée (Fig. 33). Il semble en définitive que ces fluctuations résultent du mécanisme d'entraînement aux deux frontières de la zone de mélange, le mouvement lié à la frontière externe pouvant se transmettre par l'intermédiaire des structures dont l'échelle est voisine de celle de l'écoulement lui-même.

L'existence de régimes d'équilibre approximatifs pour les profils moyens de vitesse et de température, puis pour les caractéristiques statistiques $\sqrt{u_1^2}$, $\overline{u_1 u_2}$ et $\sqrt{\theta^2}$, ne paraît pas s'étendre aux structures qui déterminent le développement de la frontière, au moins pour les écoulements qui entraînent beaucoup comme les jets. On observe par exemple sur la Figure 44 que la position moyenne du front turbulent $\bar{x}_2$ se rapproche de l'axe de l'écoulement. Il ne nous a pas non plus semblé possible de relier le taux d'entraînement d'un écoulement à l'écart type des positions instantanées de la frontière comme cela a été parfois proposé. Nous avons par exemple constaté que le taux d'entraînement de la couche limite soufflée, dont la frontière est très échancrée, reste voisin de celui de la couche limite naturelle. Le mouvement antisymétrique suivant Ox_2 , par rapport à l'axe de la bouffée, serait par contre plus significatif des processus d'entraînement d'un écoulement. Les expériences de BLACKWELDER effectuées dans une couche limite soumise à un gradient de pression favorable dont l'entraînement est très faible montrent en effet la symétrisation des lignes d'isocorrélation (entre autres celles de $Ru_2 u_2'$) qui se produit alors, ces lignes prenant la forme étirée caractéristique de l'allongement des bouffées dans le sens de l'écoulement. A titre de comparaison une expérience analogue devrait être effectuée dans la couche limite soufflée.



La recherche de certaines précisions concernant le mécanisme de réorganisation des structures entraînées, telle l'analyse simultanée des tensions $\overline{u_1 u_2}$ et du champ thermique nous paraît également utile. Bien qu'il ne soit guère possible de donner des conclusions précises en ce qui concerne les tensions tangentielle entre filets fluides, la direction de l'écoulement intervenant (pente des bouffées), de premières observations montrent que les corrélations $R_{u_1 u_2}$ n'existent que dans des zones très réduites, et qu'elles n'apparaissent pas systématiquement pour toutes les bouffées. On peut donc se demander s'il n'y a pas là un effet d'une différence d'âge entre les bouffées, le modèle proposé concernant alors essentiellement les bouffées actives du point de vue de l'entraînement.



B I B L I O G R A P H I E

- [1] - S. CORRSIN et A.L. KISTLER : Free stream boundaries of turbulent flows. NACA Report 1244, 1955.
- [2] - A.A. TOWNSEND : Entrainment and the structure of turbulent flow. J. Fluid Mech. Vol. 41, 1, pp. 13-46, 1970.
- [3] - L.S.G. KOVASZNAY, V. KIBENS, R.F. BLACKWELDER : Large scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech. Vol. 41, 2, pp. 283-325, 1970.
- voir aussi :
- V. KIBENS : The intermittent region of a turbulent boundary layer. Johns Hopkins University, 1970.
- [4] - L.S.G. KOVASZNAY : Annual Review of Fluid Mechanics. Vol. 2 , 1970.
- [5] - F.R. MOBBS : Spreading and contraction at the boundaries of free turbulent flows. J. Fluid Mech. Vol. 33, 2 , pp. 227-239, 1968.
- [6] - I.S. GARTSHORE : An experimental examination of the large-eddy equilibrium hypothesis. J. Fluid. Mech. Vol. 24, 1, pp. 89-98, 1966.
- [7] - P. BRADSHAW et D.H. FERRISS : The spectral energy balance in a turbulent mixing layer. N.P.L. Aero Report 1144, (1965)
- [8] - P.S. KLEBANOFF : Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. NACA.R. 1247, 1955
- [9] - H. FIEDLER, N.R. HEAD : Intermittency measurements in the turbulent boundary layer. J. Fluid Mech. Vol. 25, 4, pp. 719-735, 1966.
- [10] - M. BARAT : Contribution à la mesure des pressions dans les écoulements turbulents. Thèse Docteur ès Sciences, Paris, 1965.
- [11] - G. COMTE-BELLOT, A. STROHL, E. ALCARAZ : On Aerodynamic disturbances caused by single hot-wire probes. Trans. ASME (à paraître).



- [12] - G. COMTE-BELLOT : Contribution à l'étude de la turbulence en conduite. P.S.T. n° 315, 1963.
- G. COMTE-BELLOT : Les Anémomètres à fil chaud et la mesure des fluctuations de vitesse et de température. (Séminaire de turbulence organisé par l'Académie des Sciences de Pologne - Jablonna, oct. 1961).
- [13] - A.A. TOWNSEND : The fully developed turbulent wake of a circular cylinder. Austrian Jour. Aero. Sc. Vol. 18, 7, pp. 451-468, 1949.
- [14] - I. WYGNANSKY, H.E. FIEDLER : The two-dimensional mixing region. J. Fluid Mech. Vol. 41, 2, pp. 327-361, 1970.
- [15] - A. KUO : Experiments on the internal intermittency in turbulent flow. The Johns Hopkins University, Avril 1970.
- [16] - G. HESKESTAD : Hot-wire measurements in a Plane turbulent jet. Trans. ASME. J. Ap. Mech. pp. 721-734, 1965.
- [17] - M. SUNYACH, J. MATHIEU : Intermittence cinématique et thermique sur les frontières de la zone de mélange d'un jet plan : C.R. Acad. Sc. Paris, n° 14, Series A, pp. 781-784, 9 avril 1969.
- [18] - R.D. MILLS : Numerical and experimental investigations of the shear layer between two-parallel streams. J. Fluid Mech. Vol. 33, 3, 591-616, 1968.
- [19] - L. TING : On the mixing of two parallel streams. Journal of Mathematical Physics. Vol. 38, p. 153, 1959.
- [20] - H. GORTLER : Berechnung von Aufgaben der Freien Turbulenz auf Grund eines neuen Näherungsansatzes. ZFAMM. Vol. 22, n° 5, p. 244-254, 1942.
- [21] - H.W. LIEPMANN, J. LAUFER : Investigations of free turbulent mixing. NACA TN 1257, 1947.
- [22] - P.O.A.L. DAVIES, M.J. FISHER, M.J. BARRATT : The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. J. Fluid Mech. Vol. 15, 3, pp. 337-367, 1963.
- [23] - P. FLORENT : Etude analytique et expérimentale des "zones non-établies" des jets subsoniques turbulents a symétrie de révolution débouchant dans une atmosphère initialement immobile. Faculté des Sciences de l'Université de Poitiers, avril 1966.



- [24] - R.G. BATT, T. KUBOTA, J. LAUFER : Experimental investigation of the effect of shear-flow turbulence on a chemical reaction. AIAA paper 70-721, 1970.
- [25] - S. CORRSIN, M.S. UBEROI : N.A.C.A. Tech. Rep. 998, 1950.
- [26] - J. MATHIEU : Contribution à l'étude aérothermique d'un jet plan évoluant en présence d'une paroi. PST n° 374, 1959.
- [27] - P. BRADSHAW, D.H. FERRISS, R.F. JOHNSON : Turbulence in the noise producing region of a circular jet. J. Fluid Mech. Vol. 19, 4, pp. 591-624, 1964.
- [28] - J.C. LAURENCE : Intensity, Scale and Spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet. NACA report 1292, 1955.
- [29] - O.M. PHILLIPS : The irrotational motion outside a free turbulent boundary. Proc. Camb. Phil. Soc. 51, part 1, 1955.
- [30] - P. BRADSHAW : Irrotational Fluctuations near a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech. Vol. 27, 2, pp. 209-230, 1967.
- [31] - R. DUMAS : Contribution à l'étude des spectres de turbulence. PST n° 404, 1964.
- [32] - L.J.S. BRADBURY : The structure of a self preserving turbulent plane jet. J. Fluid Mech. Vol. 23, 1, pp. 31-64, 1965.
- [33] - R.W. STEWART : Irrotational motion associated with free turbulent flows. J. Fluid Mech. 1, 593, 1956.
- [34] - M. SUNYACH, J. MATHIEU : Zone de mélange d'un jet plan ; fluctuations induites dans le cône à potentiel ; intermittence. Int. J. Heat Mass Transfer, 12, pp. 1679-1697, 1969.
- [35] - P. BRADSHAW : Inactive motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers. J. Fluid Mech. 30, pp. 241-258, 1967.
- [36] - S.C. CROW, F.H. CHAMPAGNE : Orderly structure in jet turbulence. Boeing, D1-82-0981, July 1970.



- [37] - J.L. LUMLEY : 1970.

 - [38] - A. TAILLAND : Contribution à l'étude d'un jet plan dirigé tangentiellement à une paroi plane. Thèse soutenue le 15 janvier 1970. Faculté des Sciences de l'Université de Lyon.

 - [39] - J. MATHIEU : Reflexions sur les mécanismes d'extension des écoulements turbulents à frontière libre. AFITAE, 7ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Lyon 1970.

 - [40] - J.P. SCHON, J. MATHIEU : Evolution d'une couche limite à l'aval d'une perturbation créée par injection d'air à travers une paroi poreuse. C.R. Acad. Sc. de Paris, t. 270, p. 1123-1125, 27 avril 1970.

 - [41] - R. BLACKWELDER : Large scale motion of a turbulent boundary layer with a zero and a favorable pressure gradient. Johns Hopkins University, 1970.
-



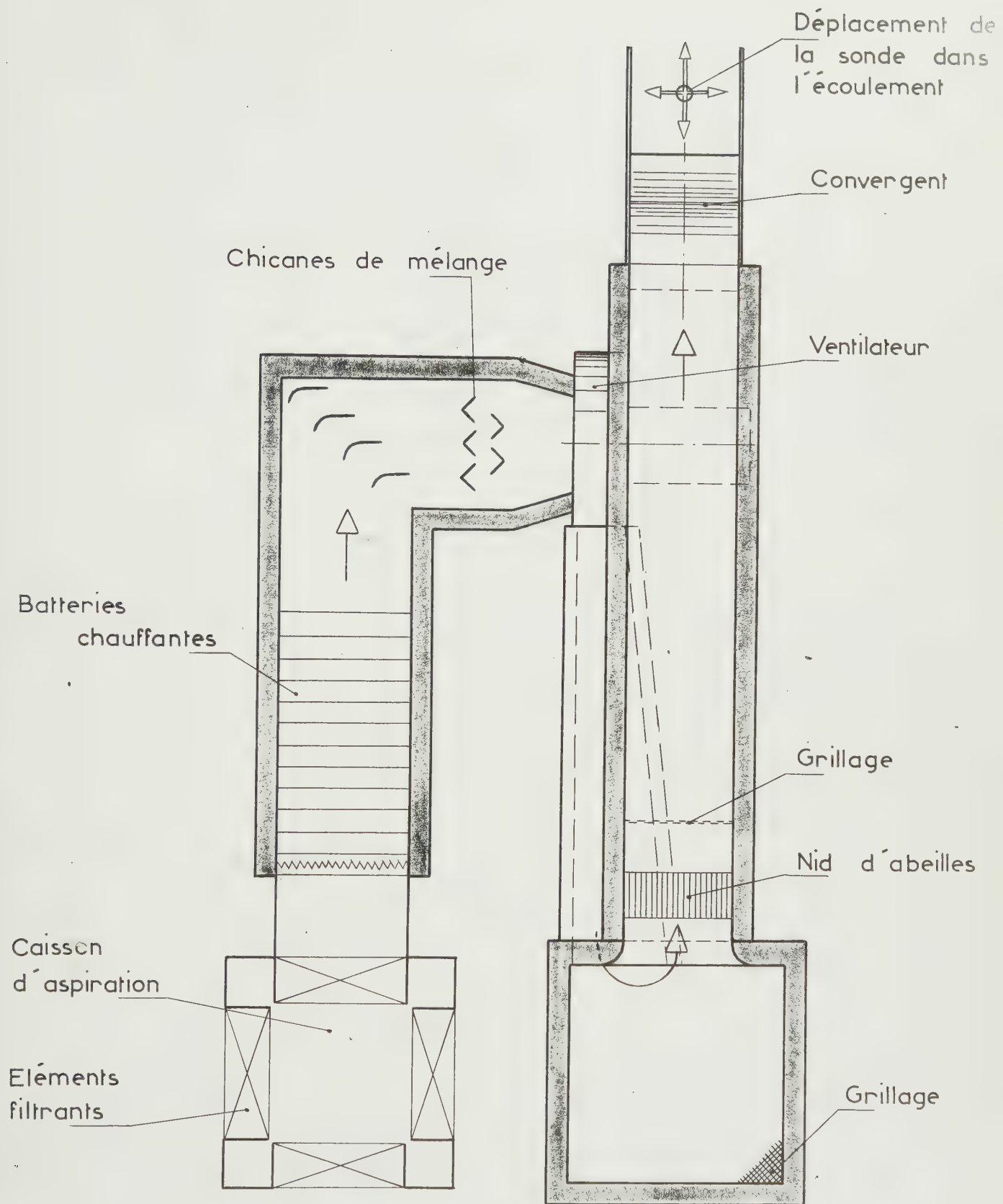


Fig. 1



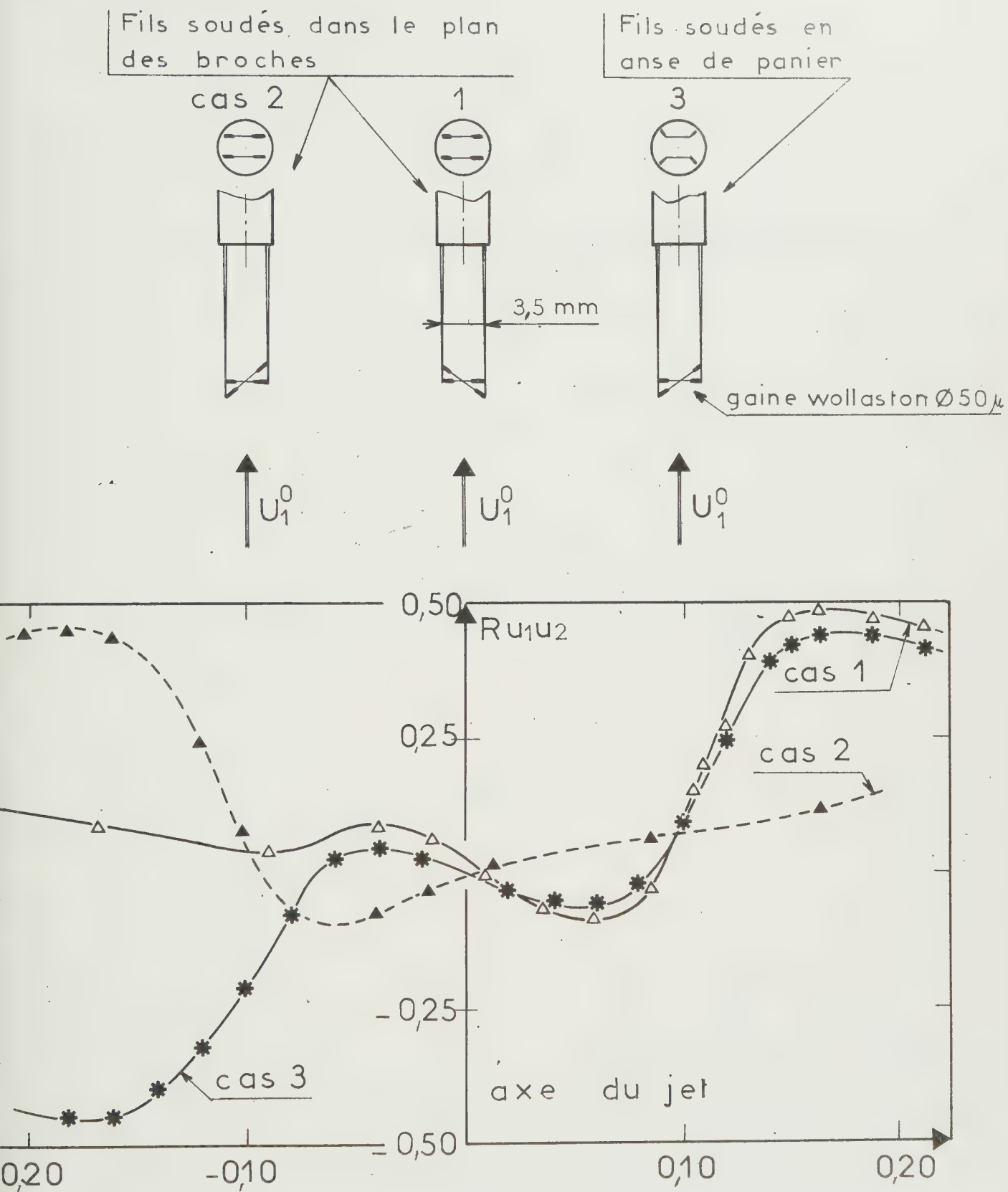


Fig. 2 Sensibilité au sillage des broches lors de la mesure de $R_{u_1 u_2}$



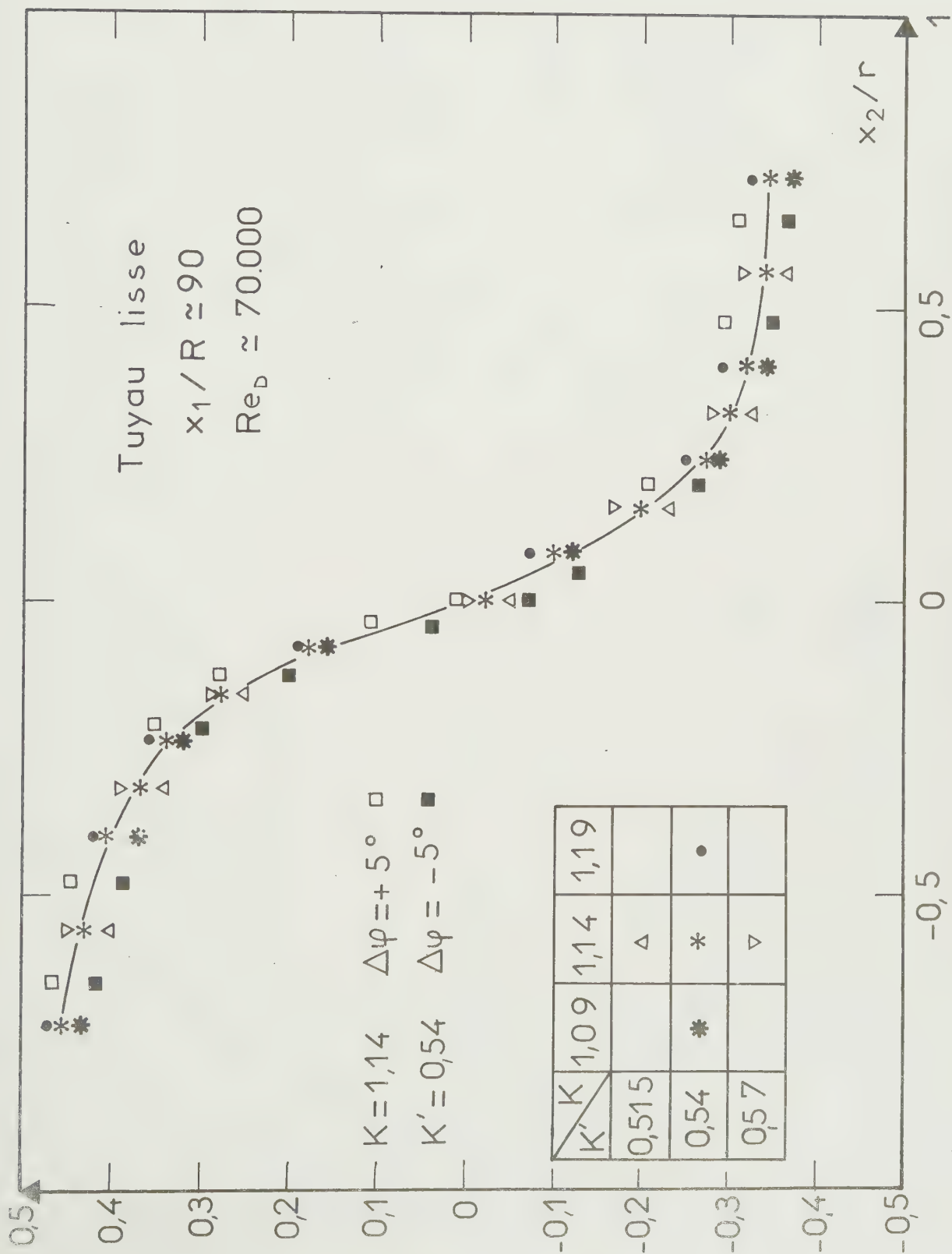


Fig. 3 Influence des écarts systématiques ΔK , $\Delta K'$, $\Delta\varphi$ sur la mesure du coefficient de corrélation $R_{u_1 u_2}$



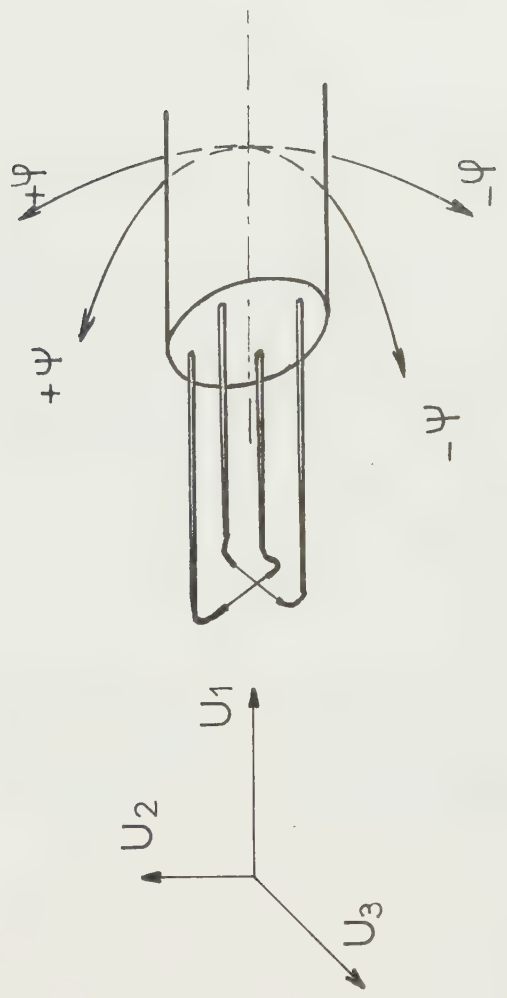
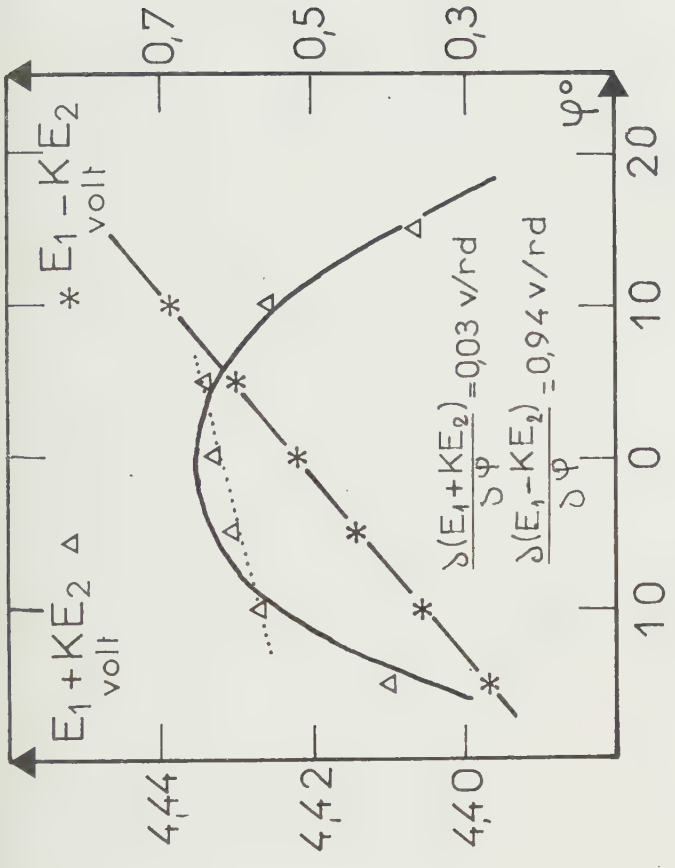
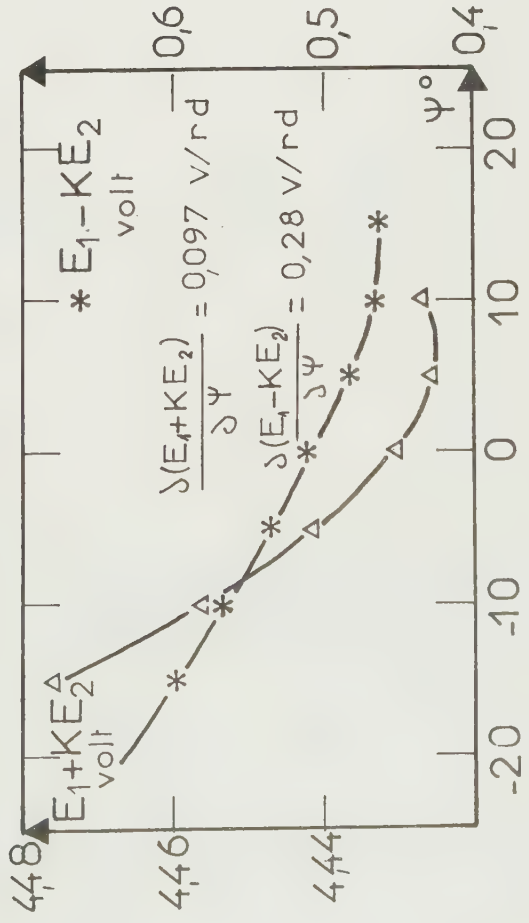
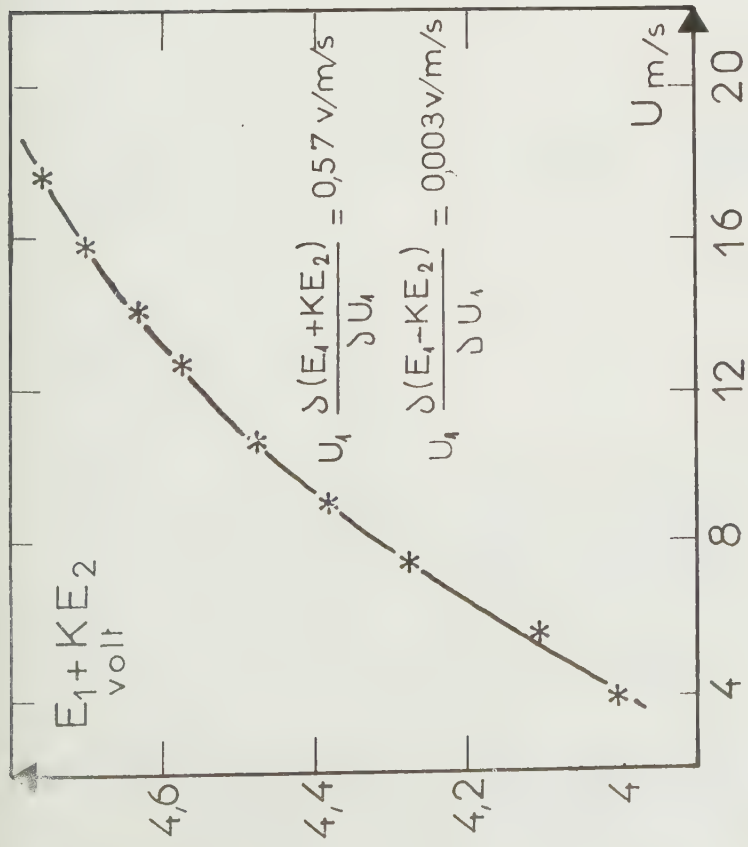


Fig. 4 Etalonnage d'une sonde à fils croisés



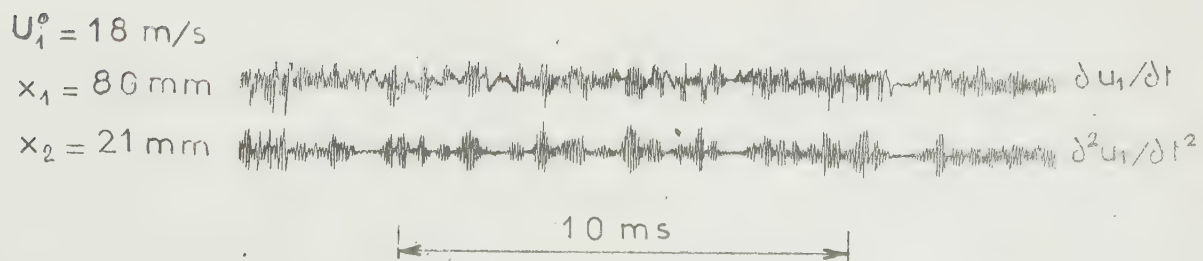
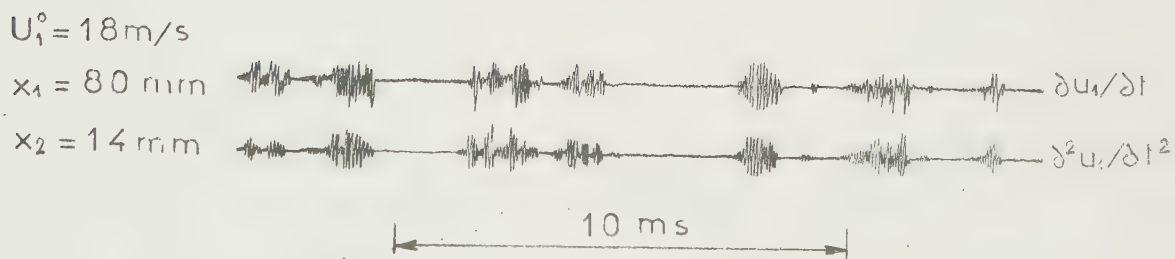
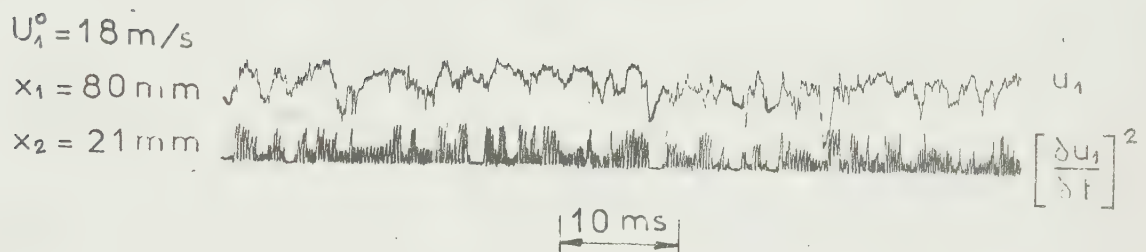
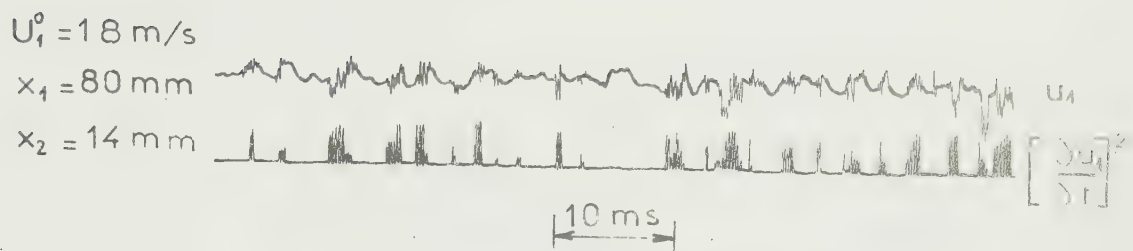


Fig. 5 Signaux intermittents (zone de mélange)



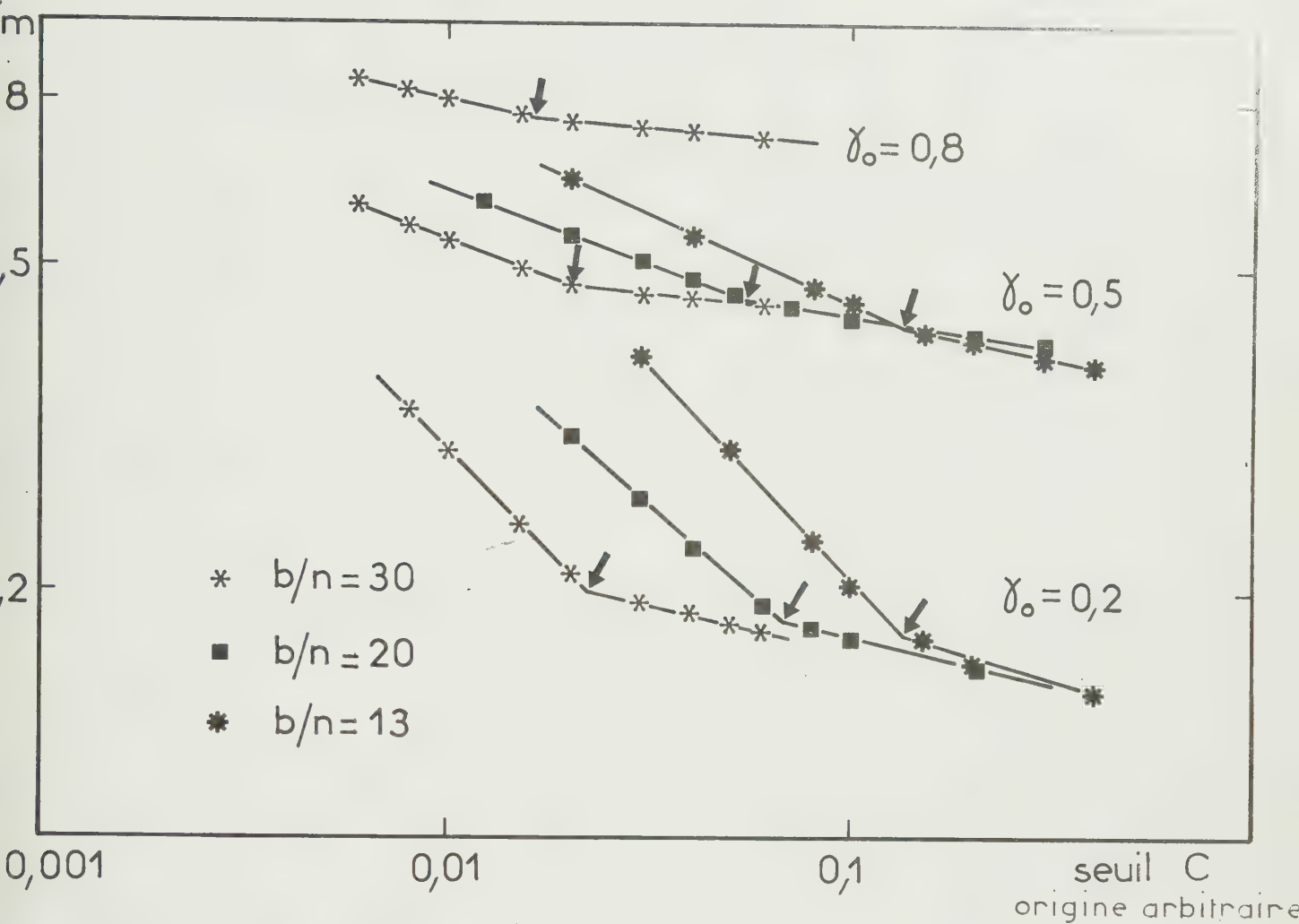


Fig. 6 Analyse en amplitude de $[I(t)B(t) + (1-I(t))N(t)]^2$

$$\overline{[B(t)]^2} = b^2$$

$$\overline{[N(t)]^2} = n^2$$

$$\gamma_m = \gamma_0 \left[1 - \operatorname{erf} \frac{\sqrt{c}}{b\sqrt{2}} \right] + (1 - \gamma_0) \left[1 - \operatorname{erf} \frac{\sqrt{c}}{n\sqrt{2}} \right]$$





X1=00 mm

Zone de mélange

X2=14 mm

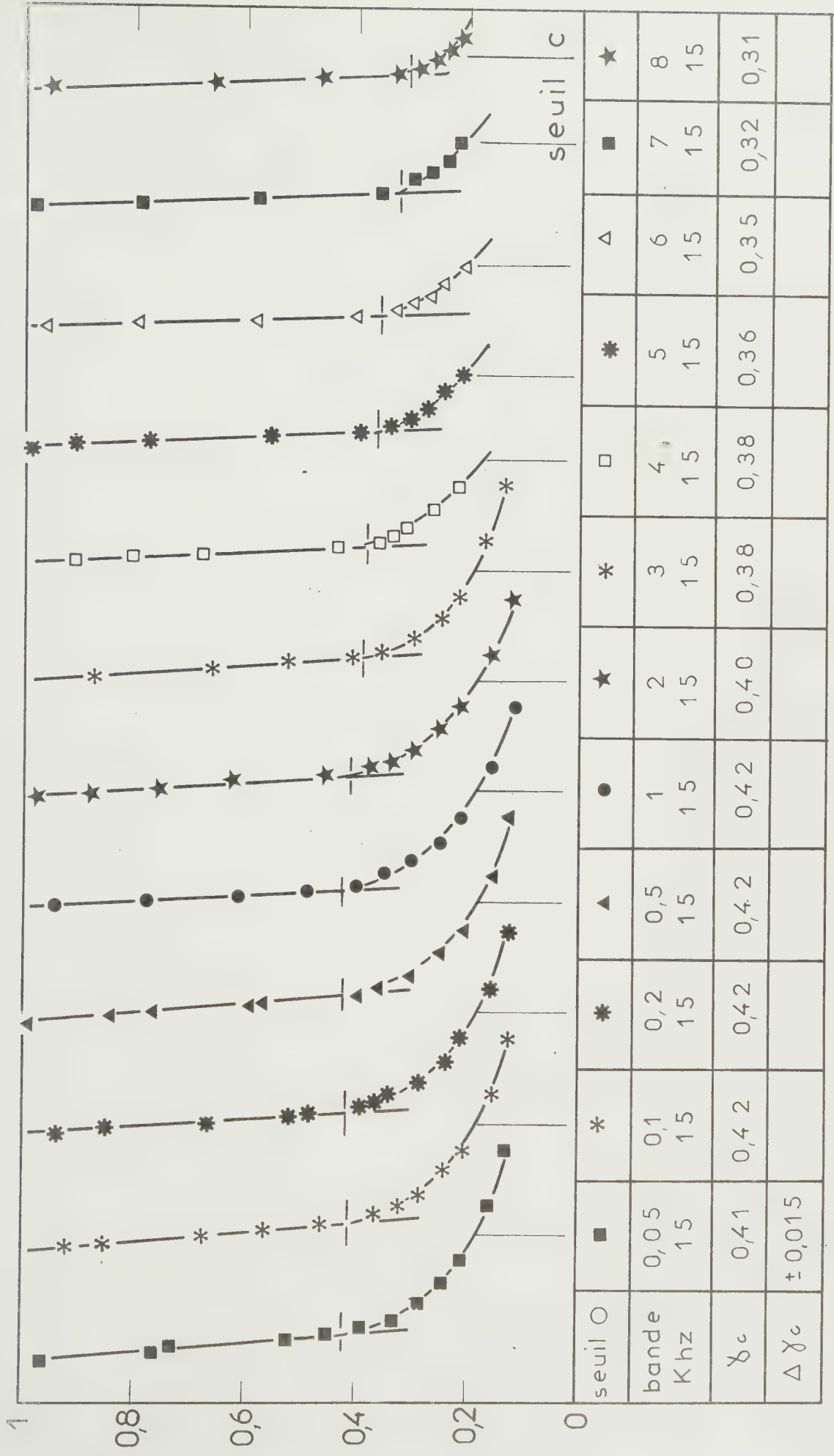


Fig. 8 Probabilité de $[\delta/\delta t(u_1)]^2 \leq c$ en fonction de la bande passante



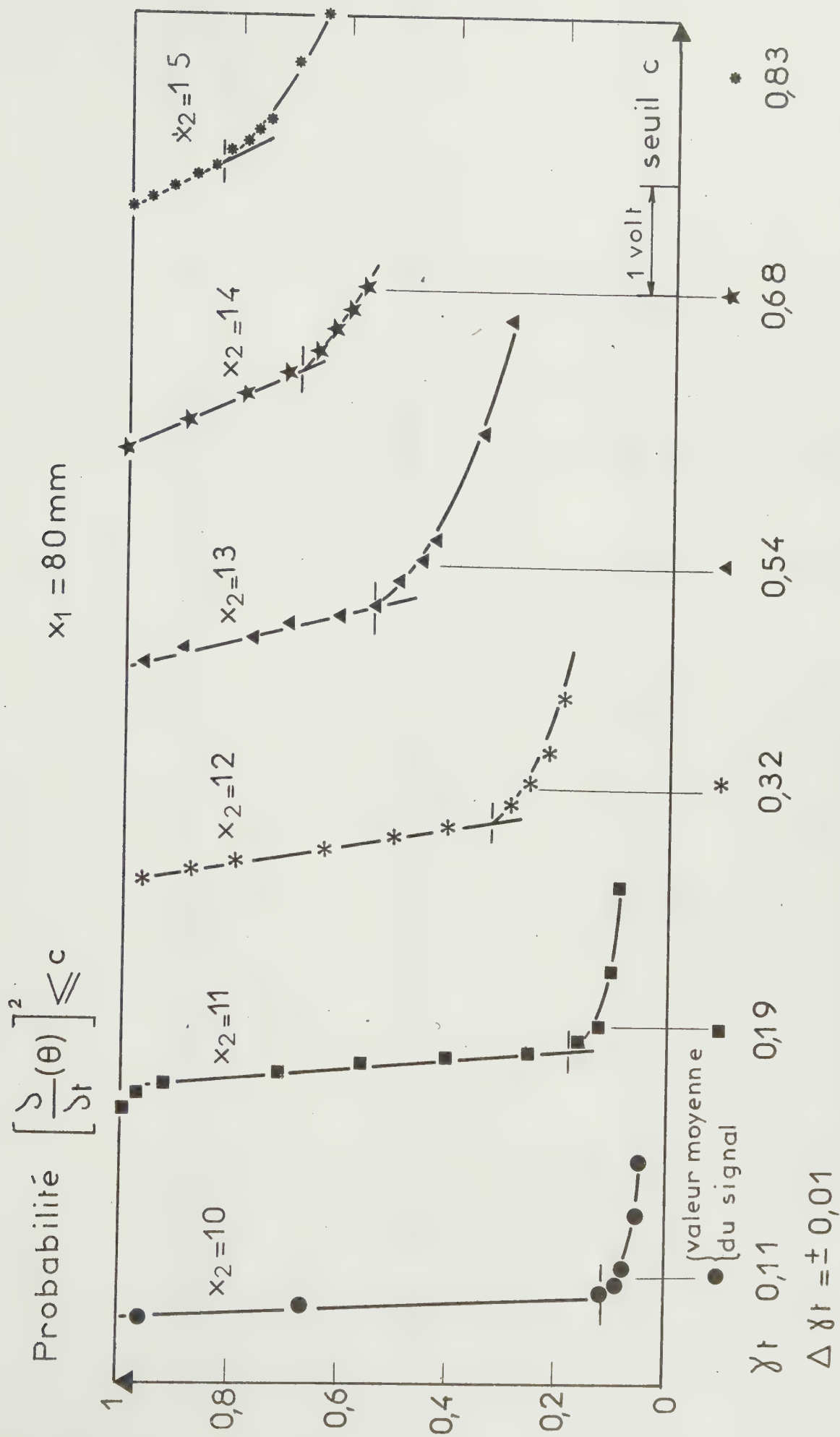


Fig. 9 Exemples de détermination de λ_t dans la zone de mélange

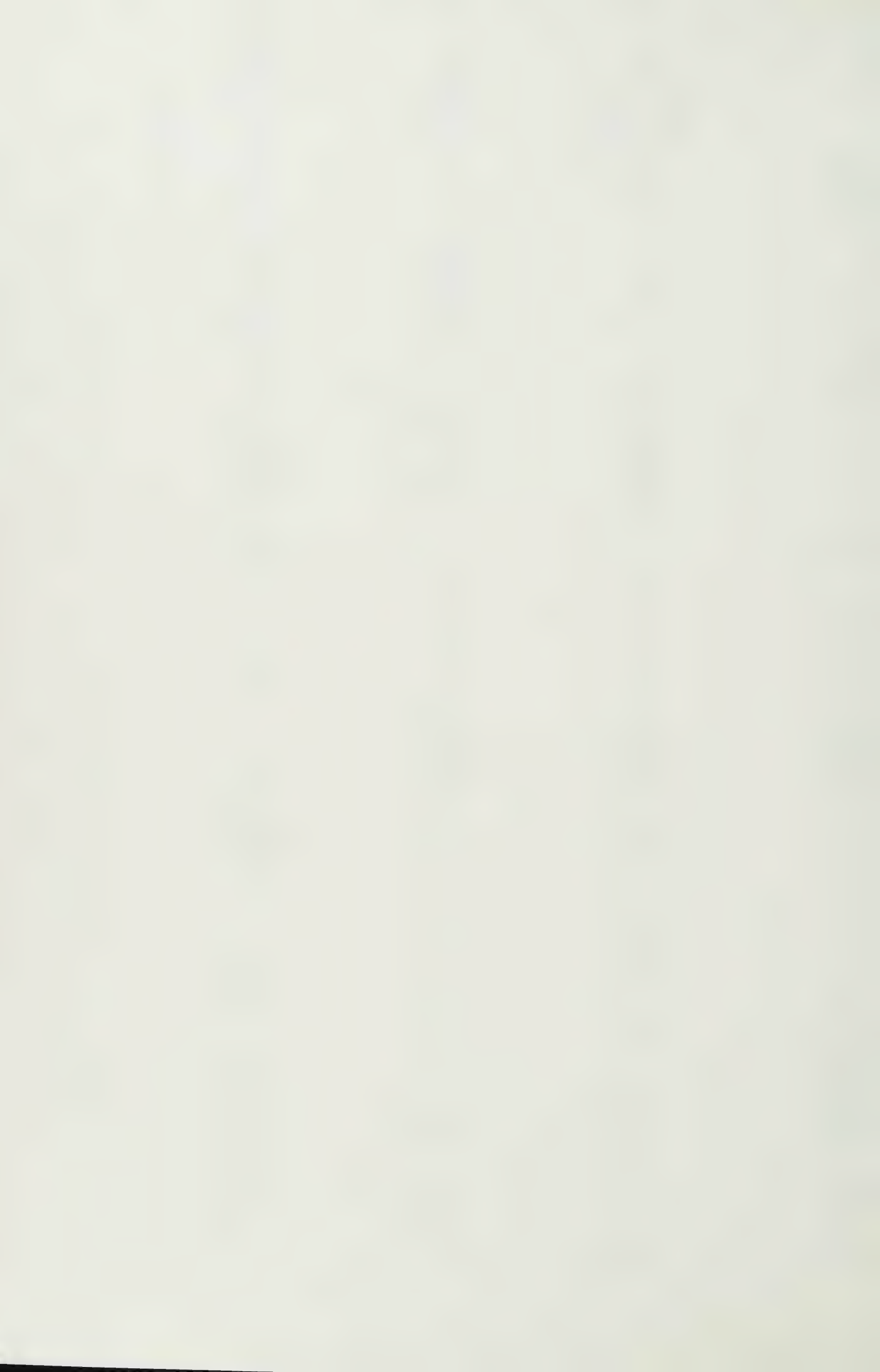




Lissage des signaux intermittents
à l'aide d'un décalage temporel

- ① signal $(\delta e_1 / \delta t)^2$
- ② signal $(\delta e_1 / \delta t)^2 + (\delta e_1 \delta t (t + \tau_1))^2$

Fig.10



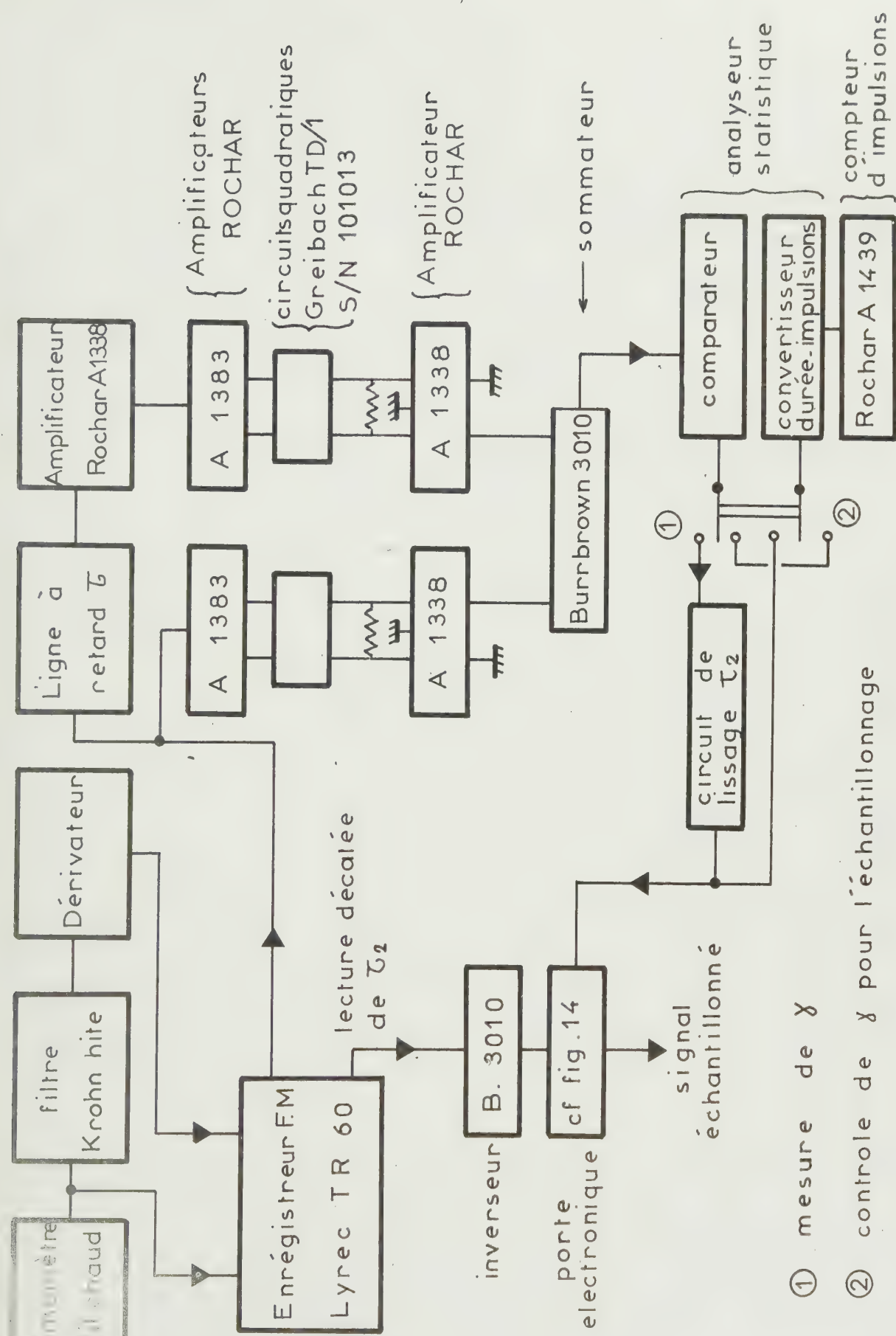


Fig. 11 Montage de mesure pour l'intermittence et l'échantillonnage

	échantillons différents			échantillon identique enregistré
temps de mesure t_m	10 s	20 s	50 s	10 s
$10^2 \left(\text{Prob} \left[\left(\frac{\partial u_1}{\partial t} \right)^2 > c \right] t_m \right)$	519	1028	2535	517
	493	1025	2542	514
	489	1047	2586	507
	524	1015	2527	511
	502	1024	2565	509
	527	1001	2590	517
	523	1012	2530	516
	497	999	2526	511
	514	1036	2545	513
	492	1021	2533	514
valeur moyenne	508	1020	2550	513
écart relatif maximum	0,075	0,037	0,025	0,020

Fig. 11bis Reproductibilité de l'analyse en amplitude de $\left[\partial u_1 / \partial t \right]^2$
 (seuil correspondant à la mesure de γ)
 Zone de mélange externe. $U_1^o = 18 \text{ m/s}$



	Montage 1	Montage 2
R_o	$5\,00\,\Omega$	$2,7\,K\,\Omega$
C_o	$22\,nF$	$33\,nF$
R_1	$5\,\Omega$	$33\,\Omega$
C_1	$2,2\,\mu F$	$22\,\mu F$

Montage 1

Intermittence dans les jets

Montage 2

Intermittence dans les couches limites

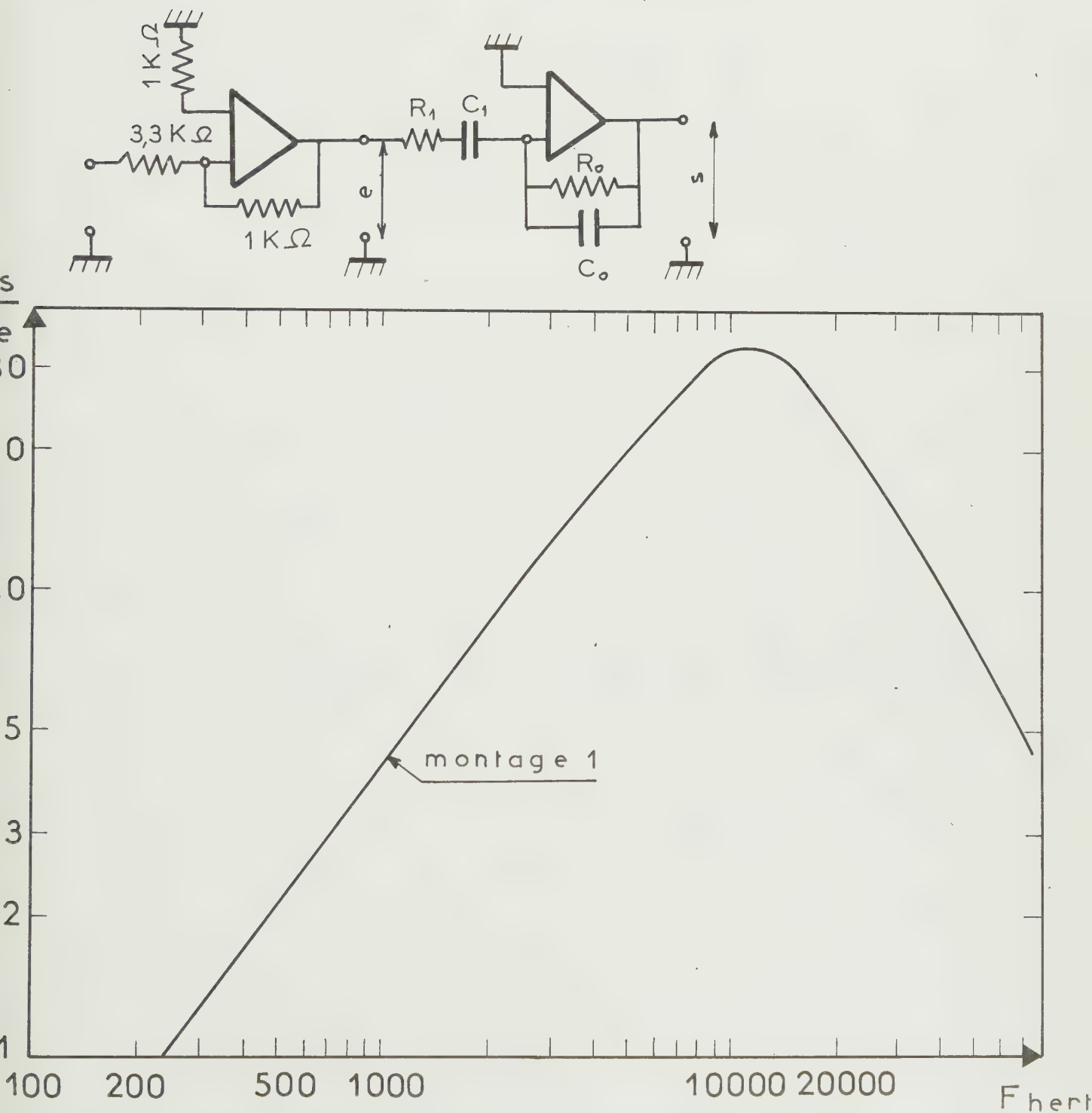
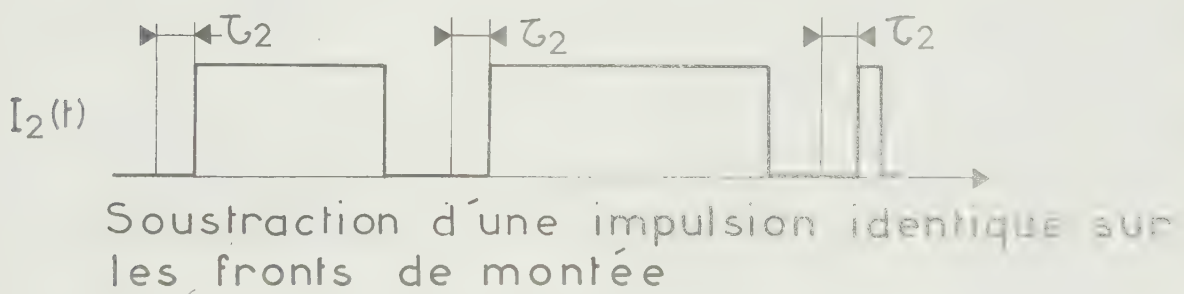
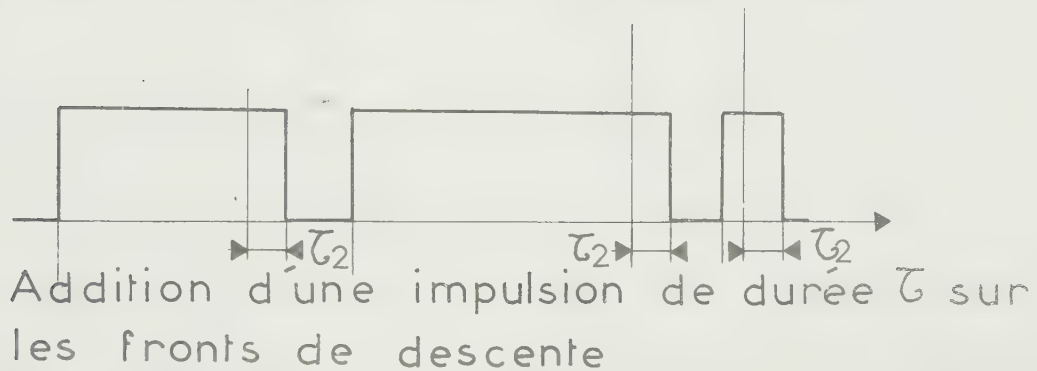
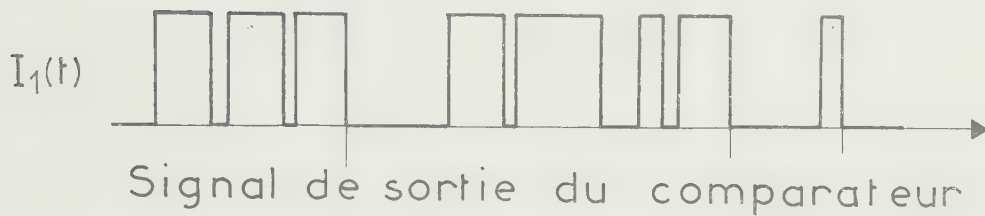
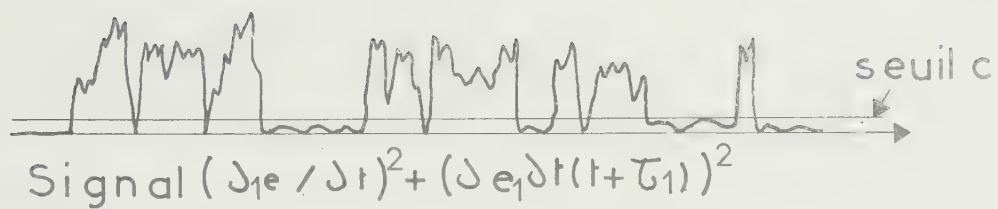


Fig. 12 Montage dérivateur. Bande passante du dérivateur





LISSAGE AMELIORE POUR L'ECHANTILLONNAGE

(la lecture du signal à étudier est différée d'une durée égale au temps de lissage τ_2)

Fig . 1 3



Circuit de lissage

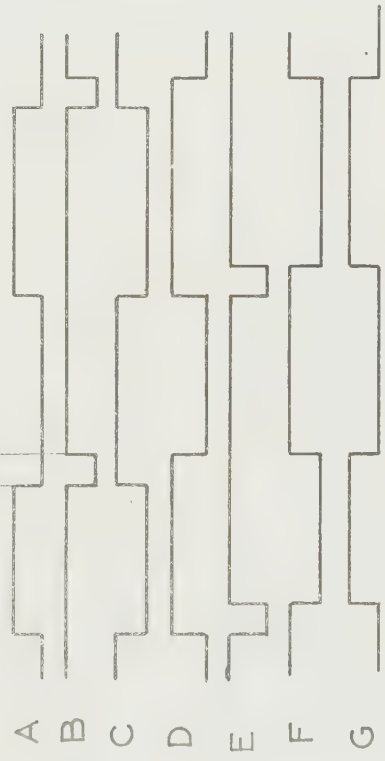
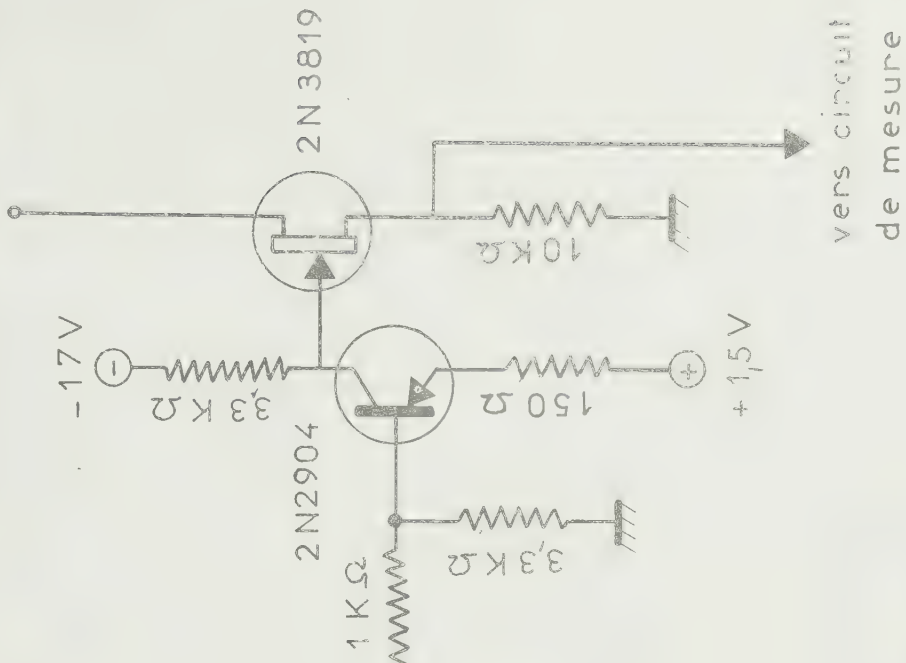
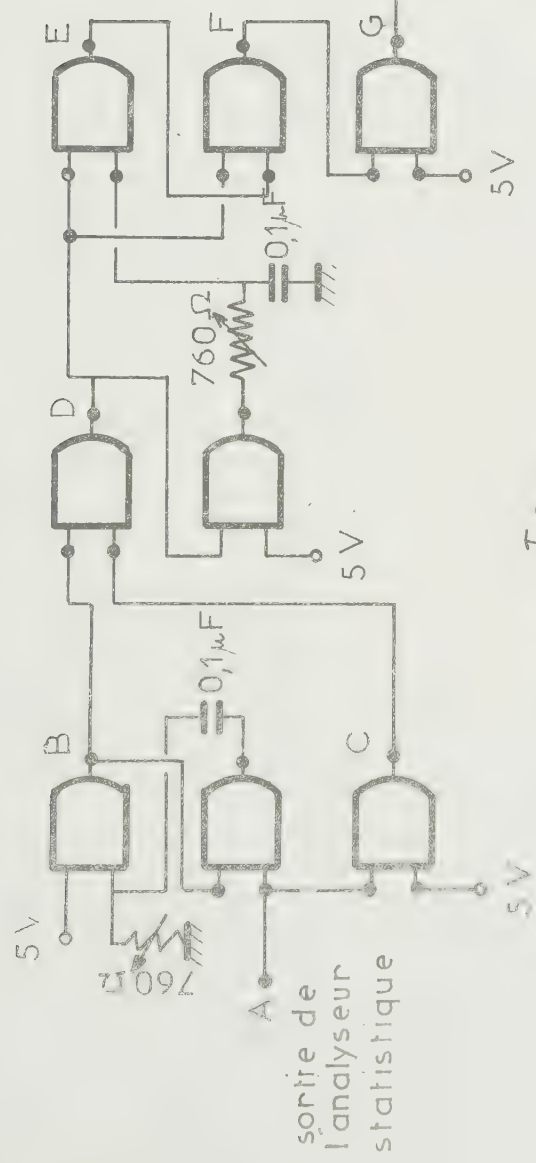


Fig. 14 Montage électronique servant à l'échantillonnage





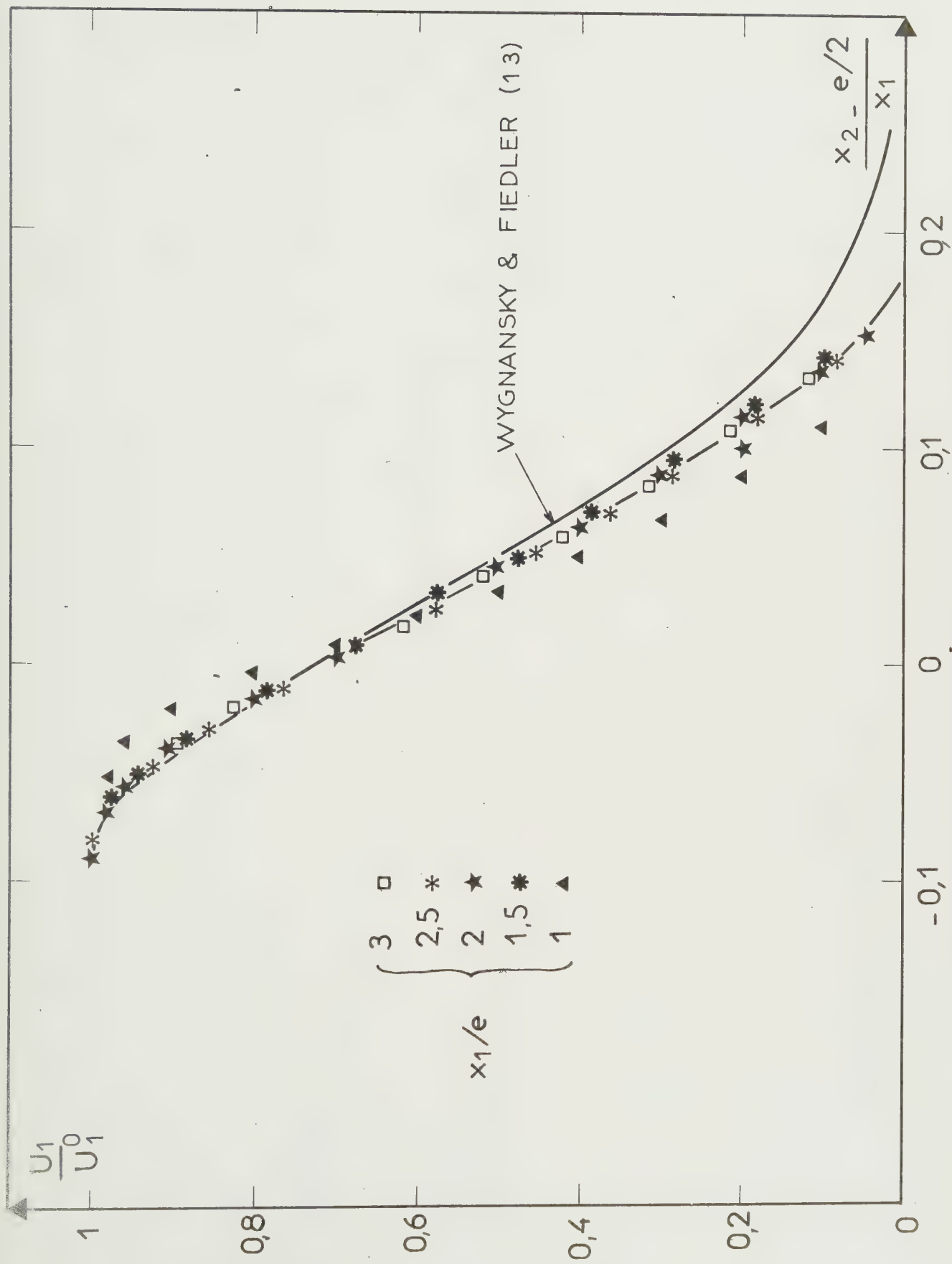
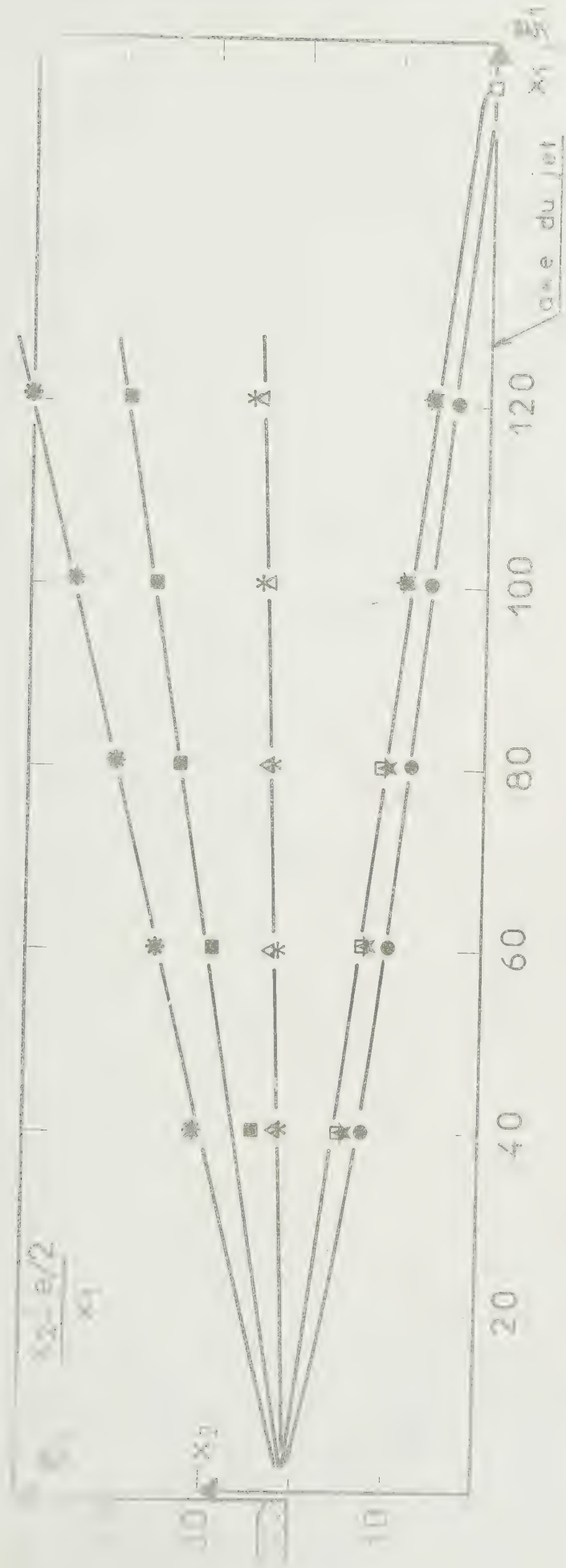


Fig. 16 Profil de vitesse moyenne dans la zone de mélange.





JET PLAN

$$U_1^0 = 18 \text{ m/s}$$

$$e = 40 \text{ mm}$$

$$Re = 52\,500$$

● points limites de la zone

$$T \approx T_0$$

$$U_1 \approx U_1^0$$

$$P_s = P_{atm.}$$

$$T - T_r = (T^0 - T^r)/2$$

$$U = U_1^0/2$$

$$T \approx T^r$$

$$U_1 \approx 0$$

— pour lesquels —

limite de la zone de mélange



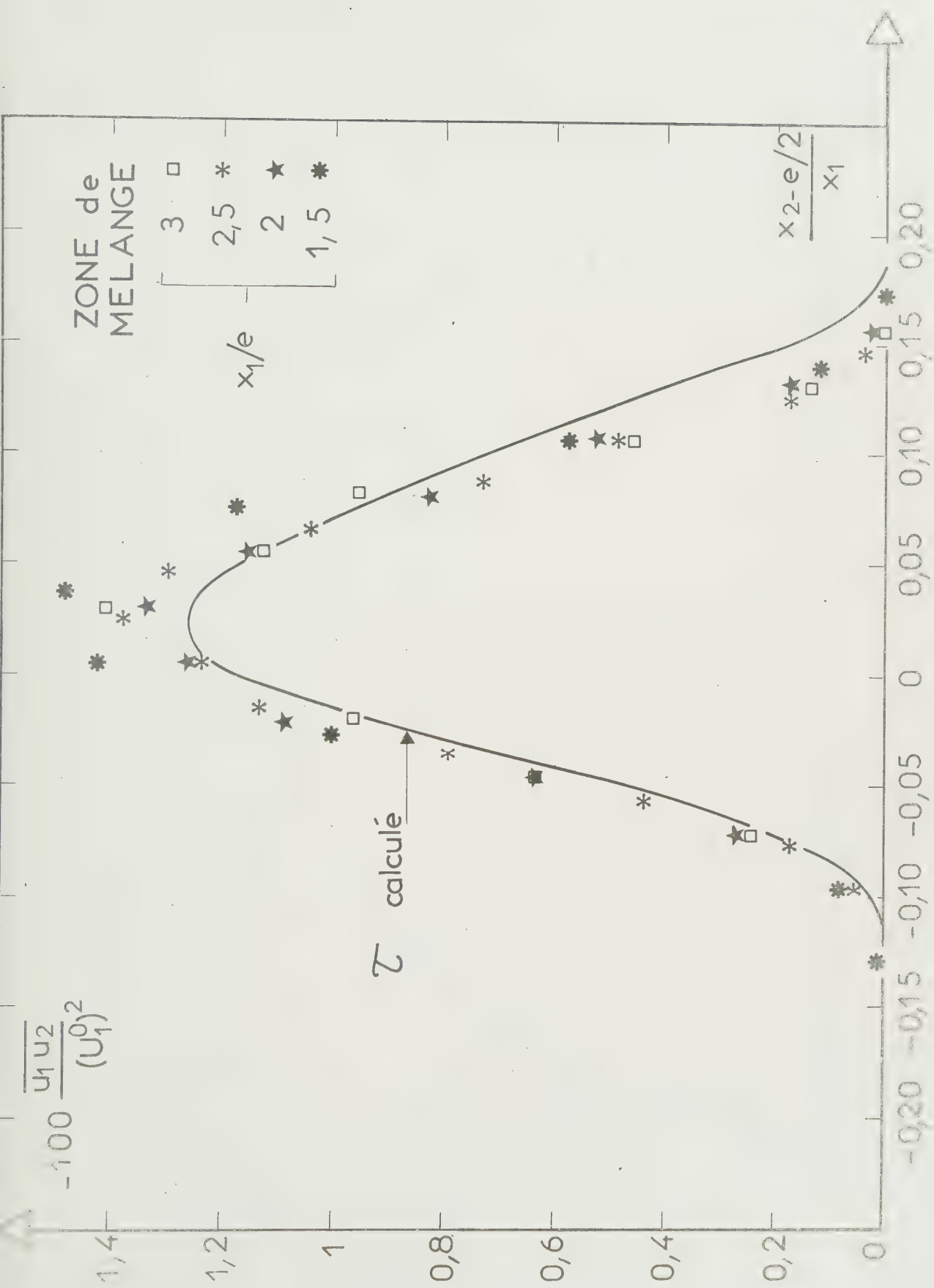


Fig. 18 Contraintes de Reynolds dans la zone de mélange





Fig.19 Caractéristiques de la couche limite à la buse du jet



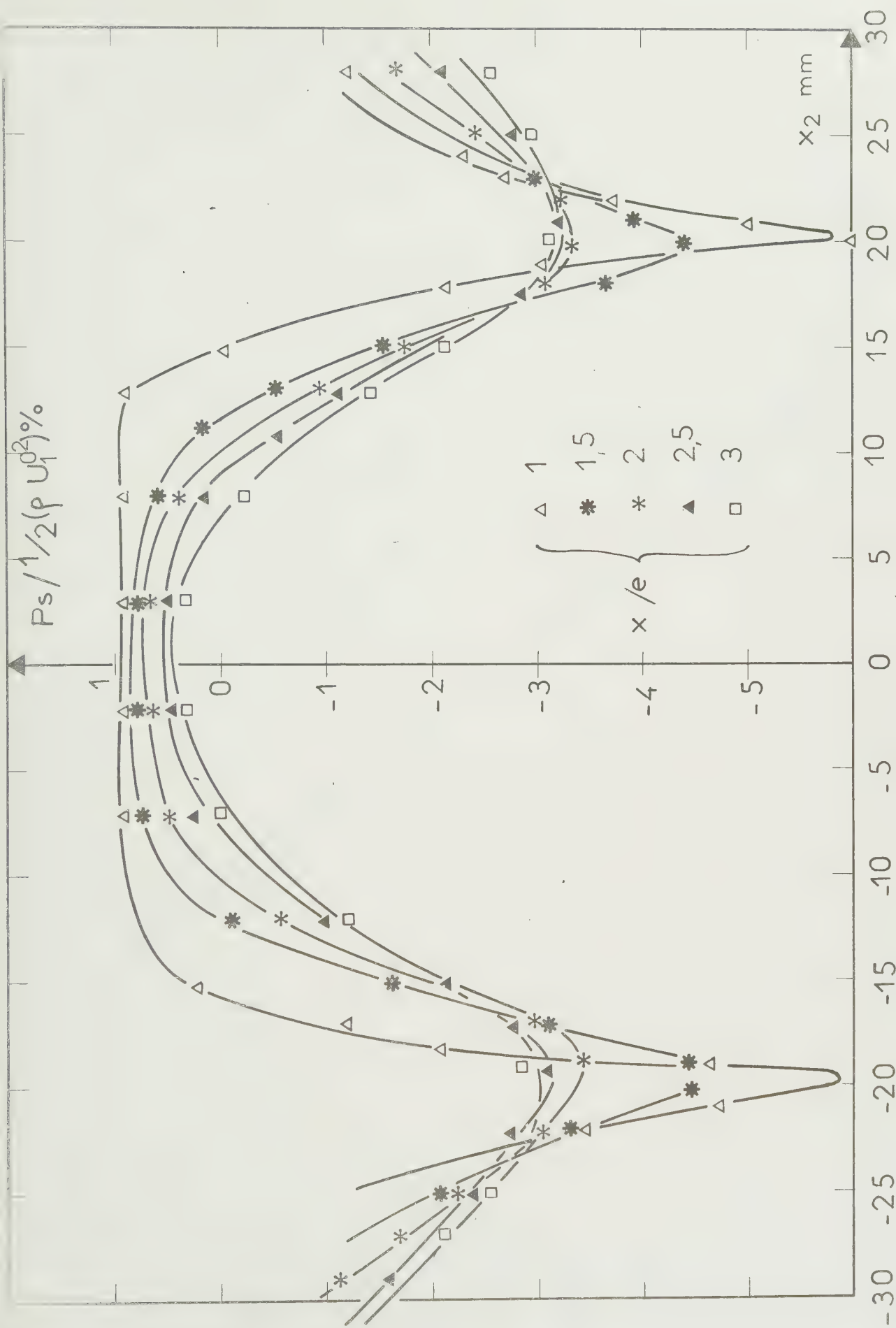


Fig. 20 Distribution des pressions, statiques dans le jet plan.



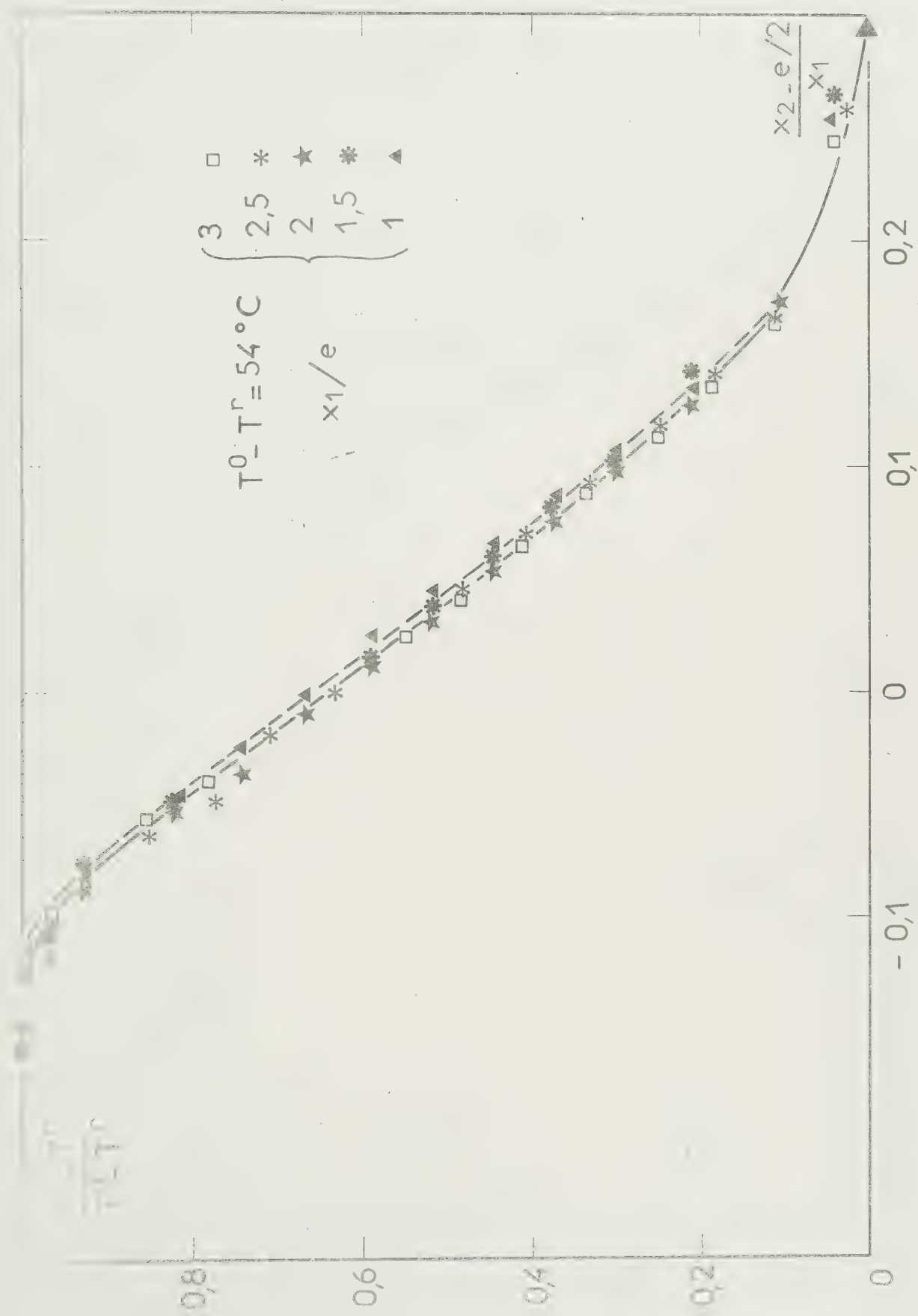


Fig. 21 Distribution des températures moyennes



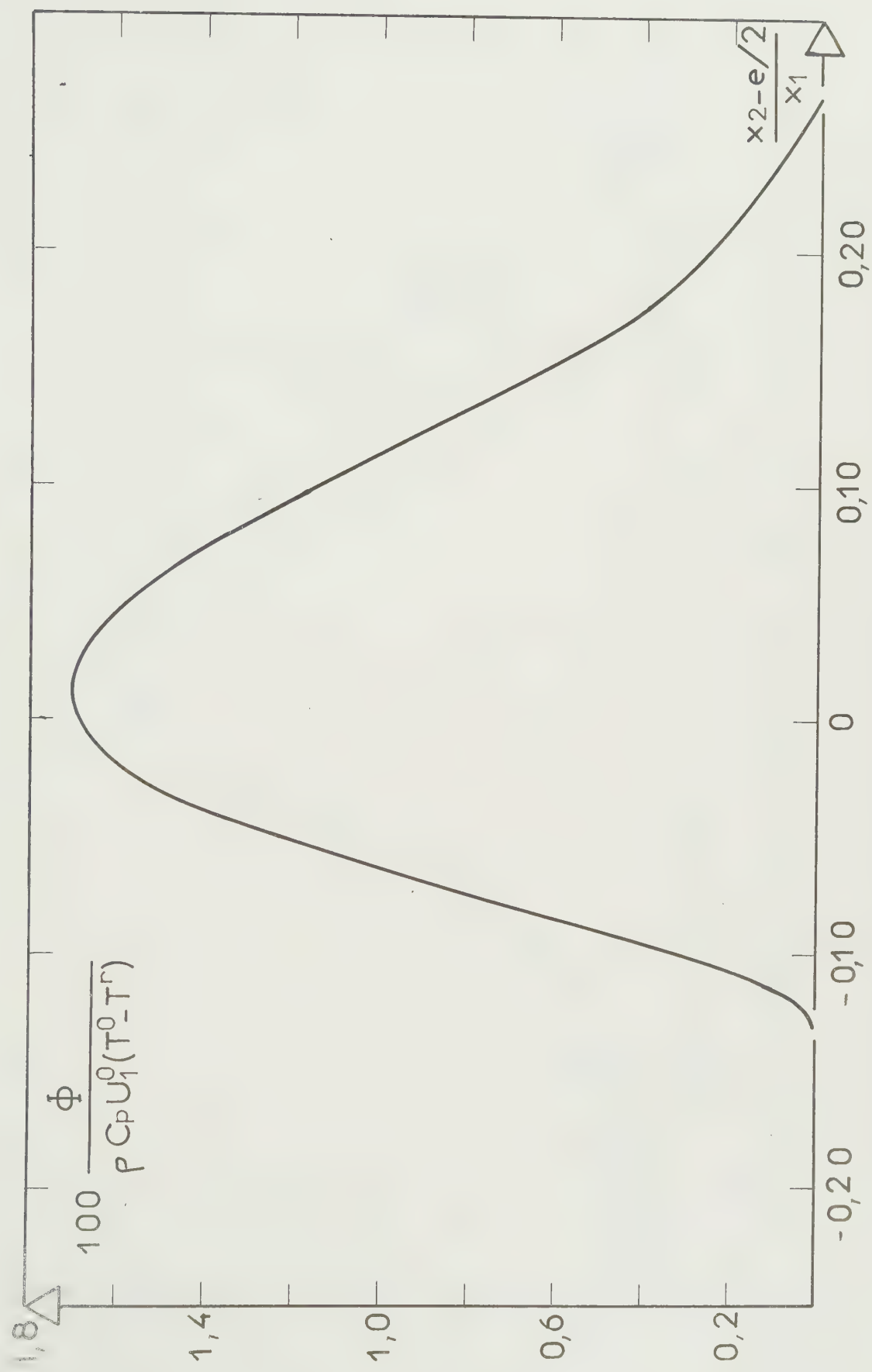


Fig. 22 Distribution des flux thermiques



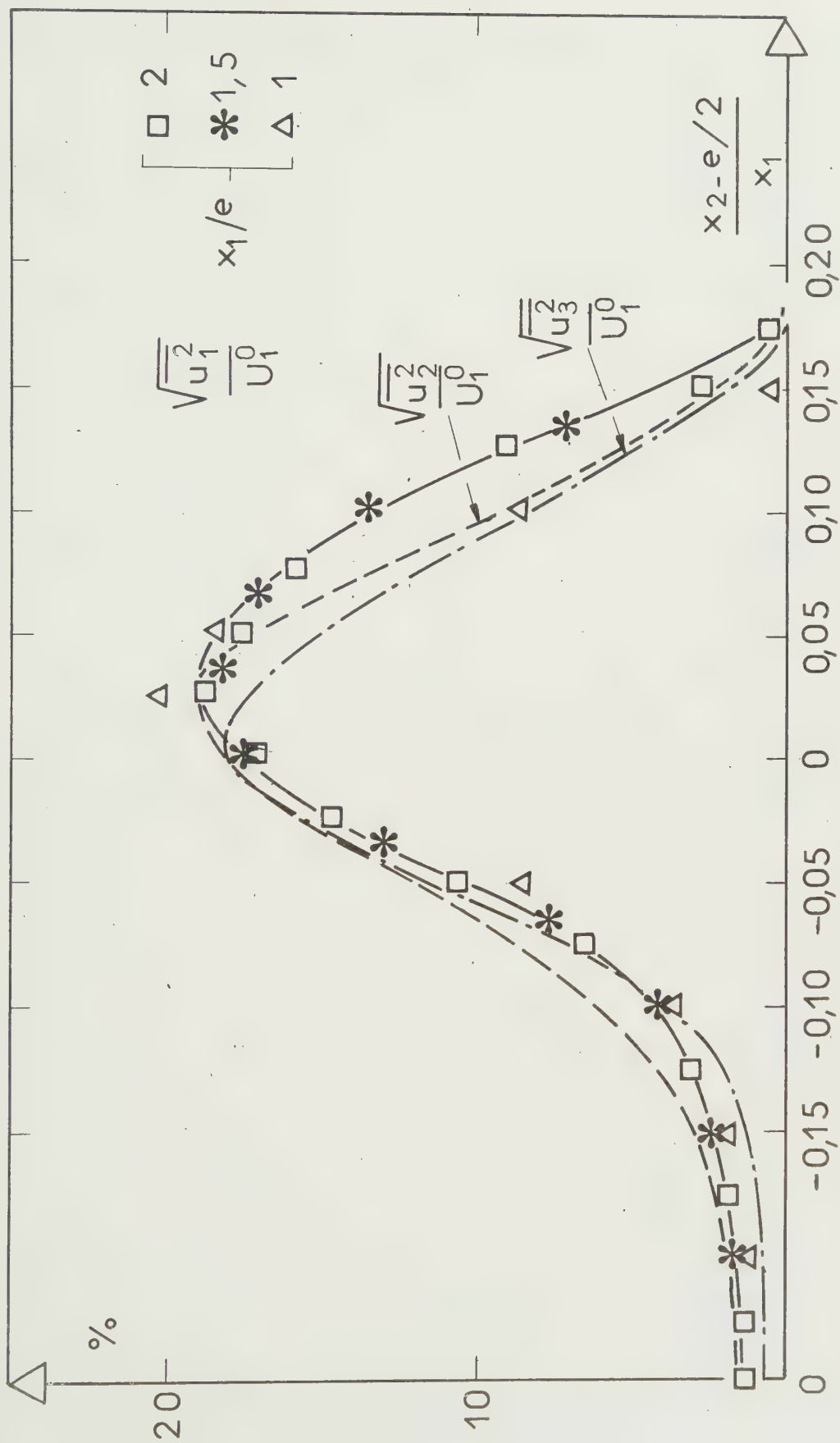


Fig. 23 Intensité des fluctuations u_i dans la zone de mélange



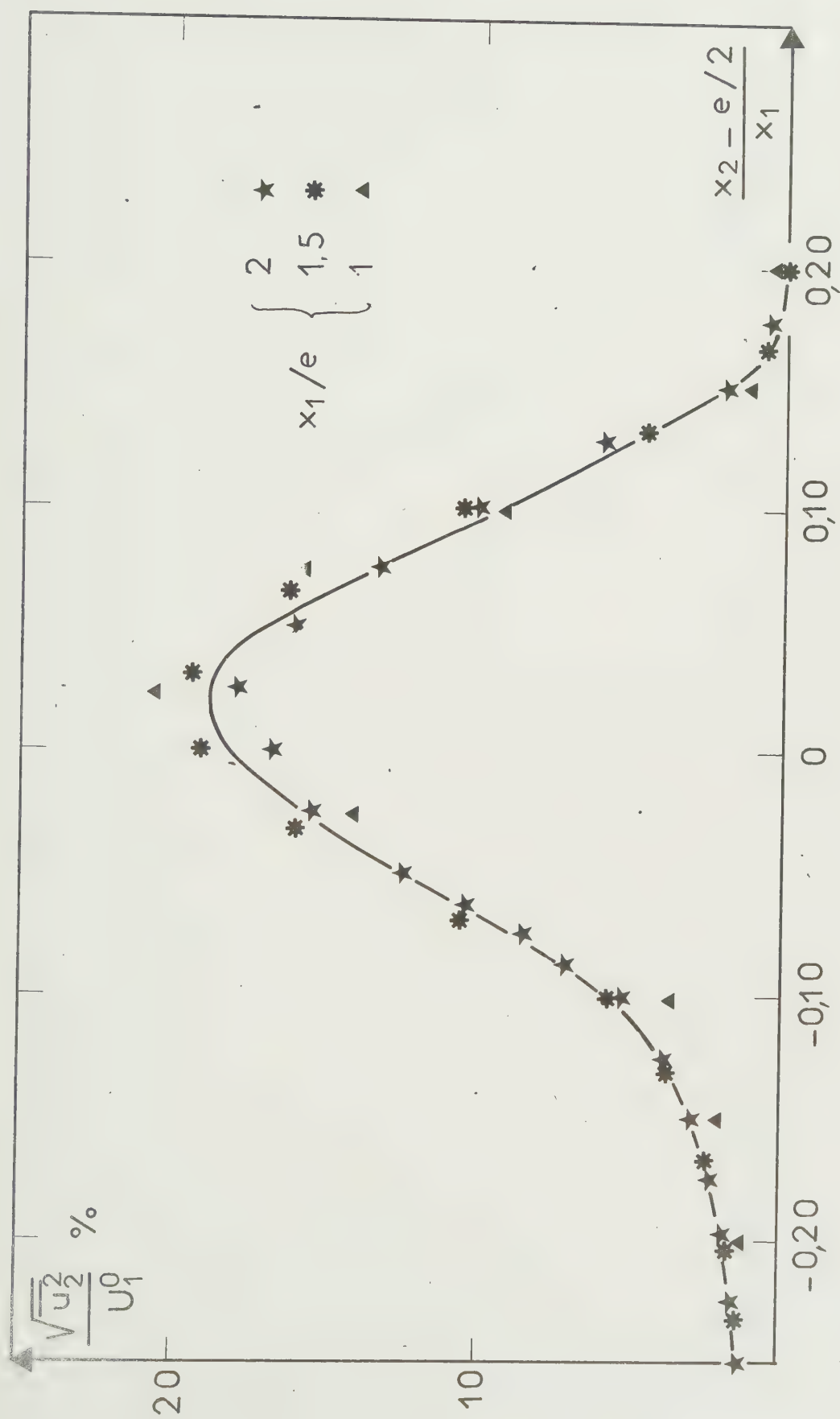


Fig. 24 Intensités des fluctuations u_2 dans la zone de mélange



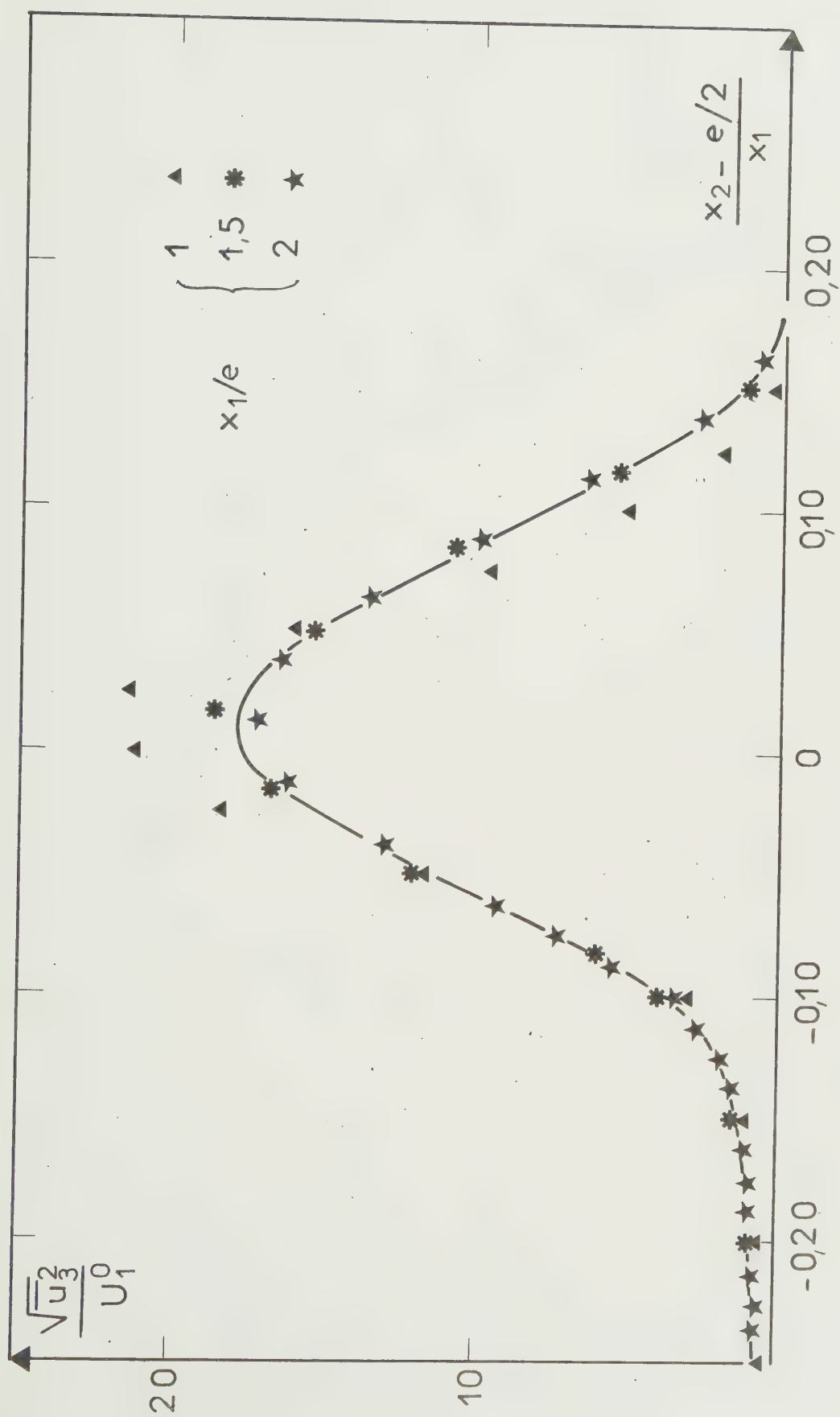


Fig. 25 Intensités des fluctuations u_3 dans la zone de mélange



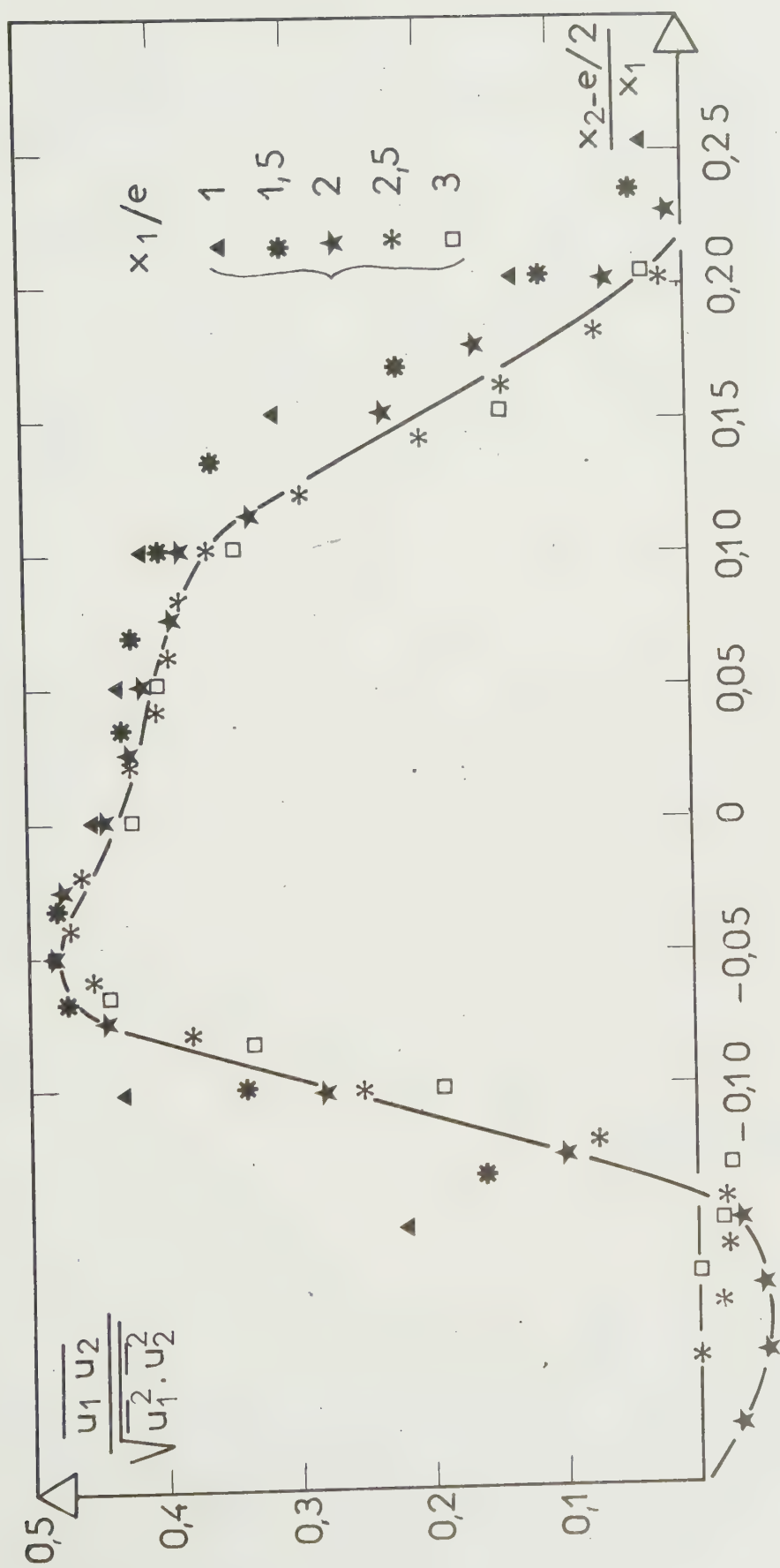


Fig. 2.6 Distribution du coefficient de corrélation R_{u_1, u_2} dans la zone de mélange



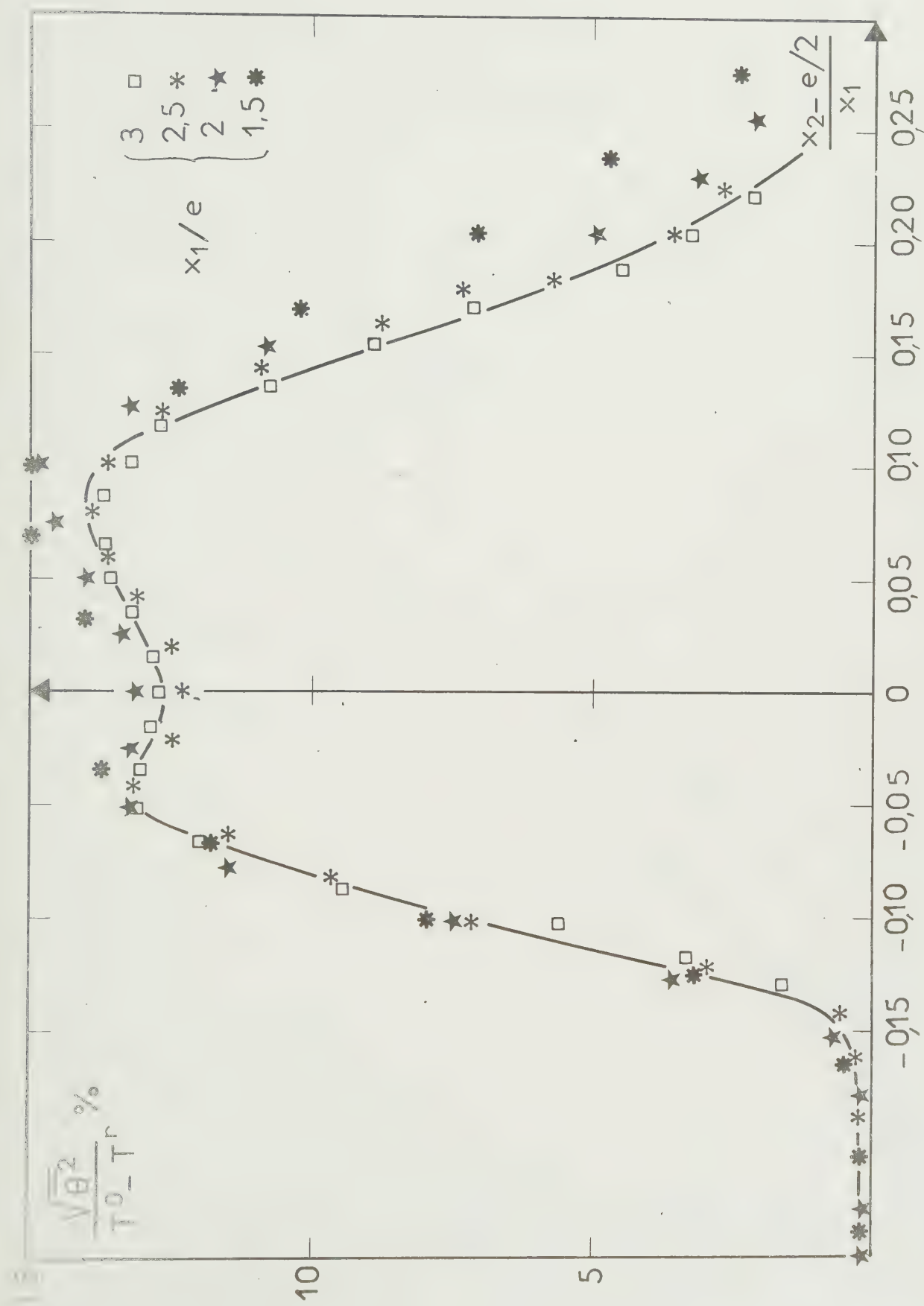


Fig. 27 Intensité des fluctuations θ dans la zone de mélange



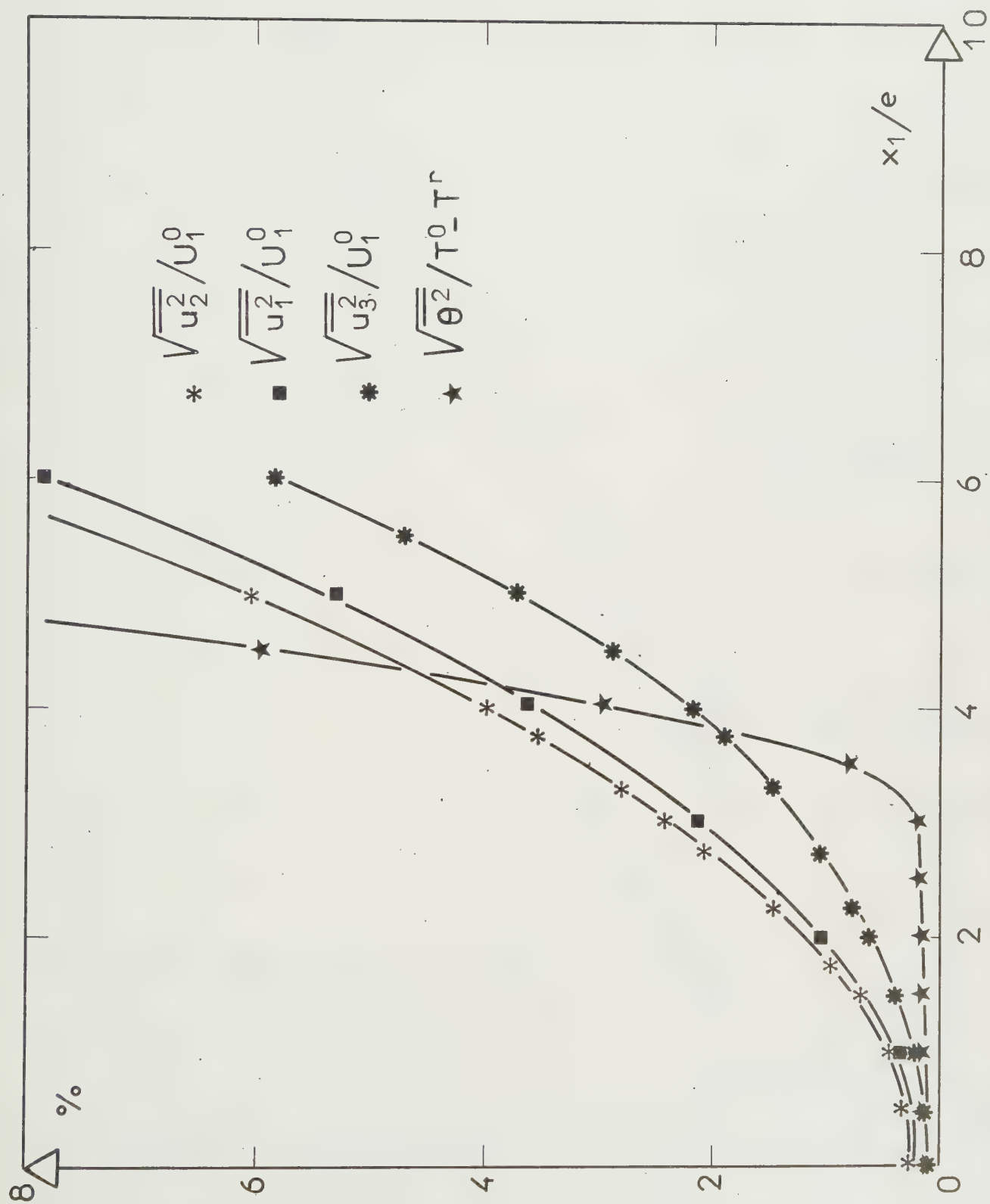


Fig. 28 Croissance comparée des niveaux de fluctuation sur l'axe du cône à potentiel



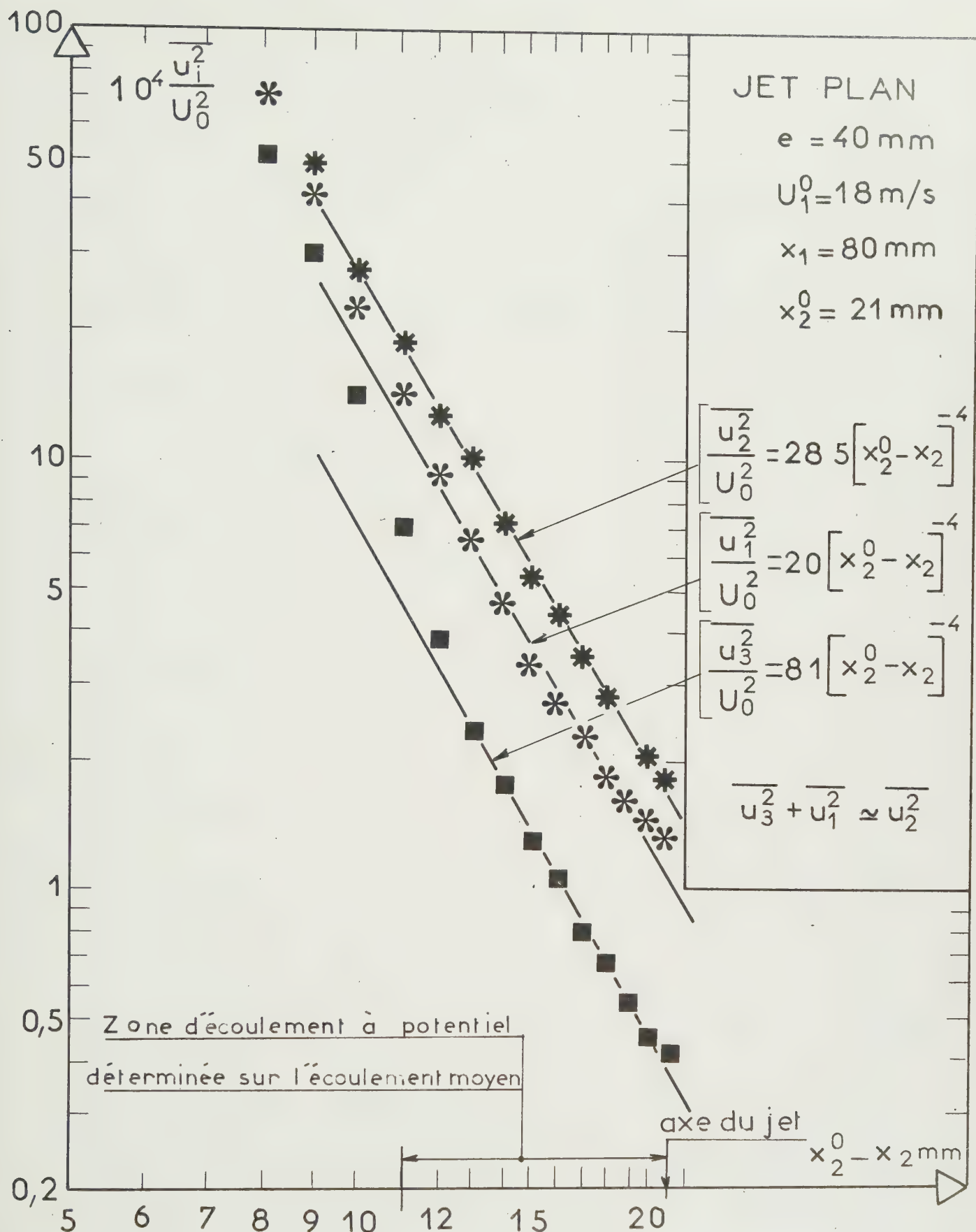
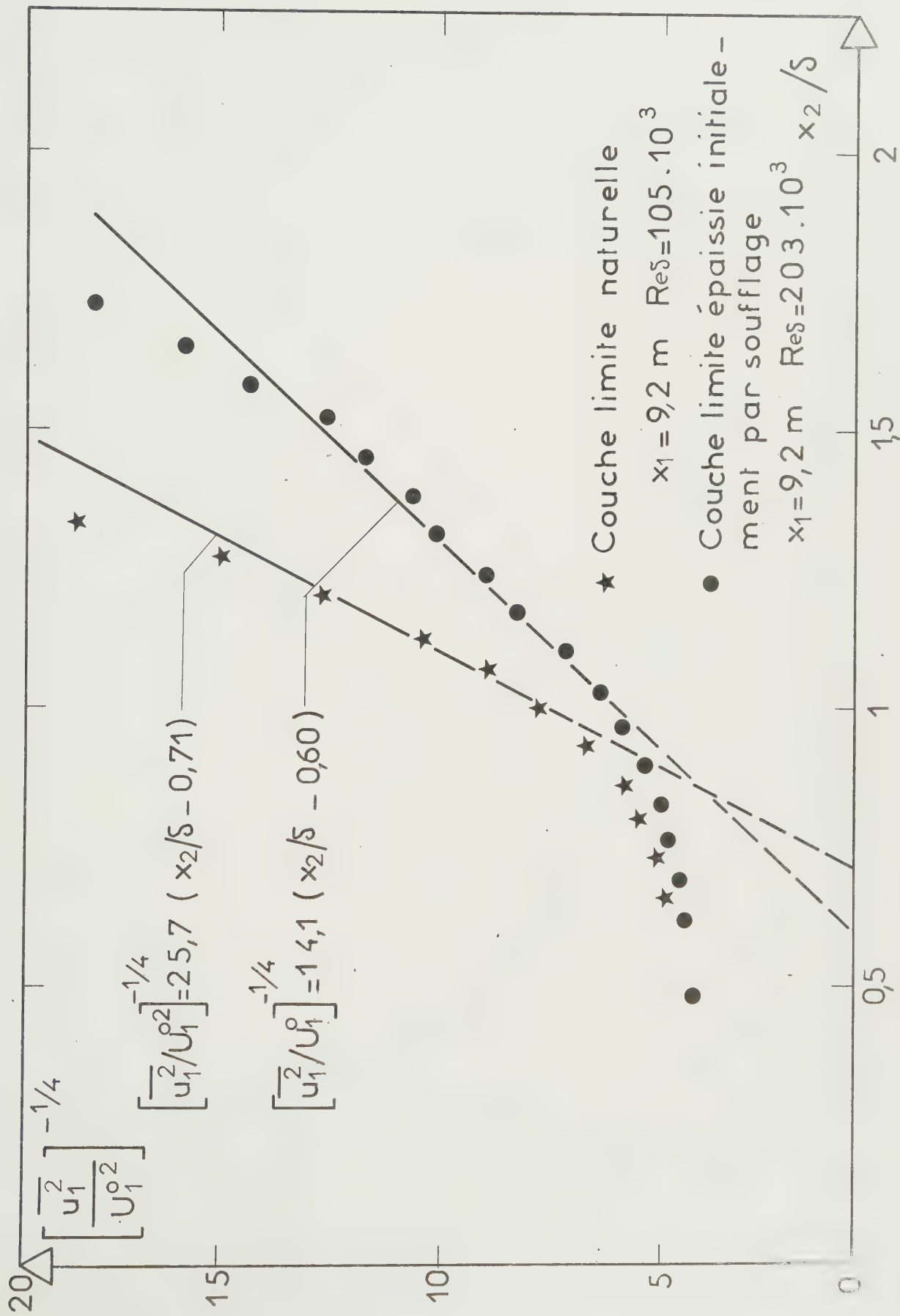


Fig. 29 Loi de décroissance de l'énergie des fluctuations induites dans le cône à potentiel





F 30 Evolution de l'énergie des fluctuations u_1 en bordure de couche limite.



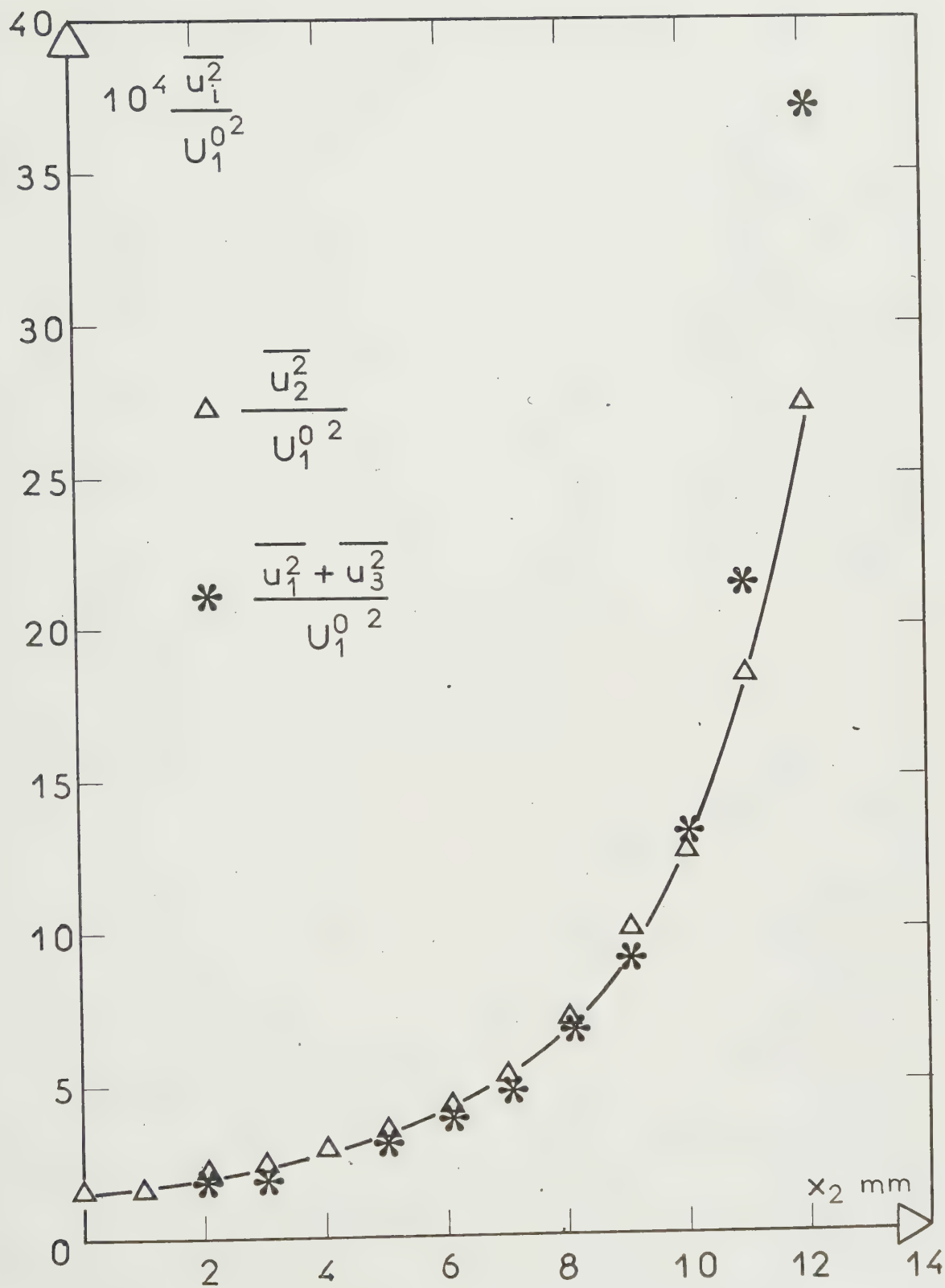
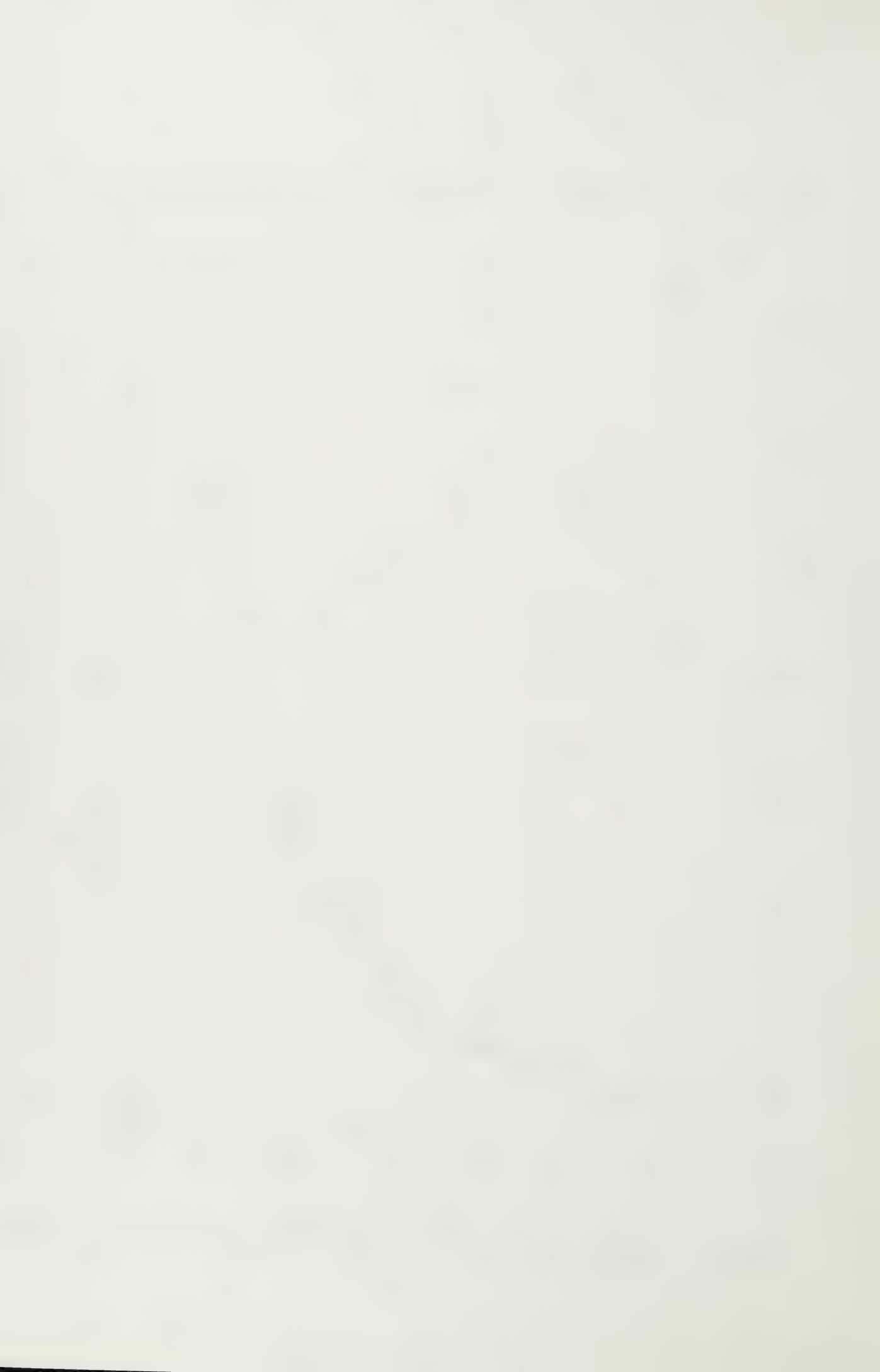


Fig. 31 Comparaison de $\overline{u_2^2}$ et de $\overline{u_1^2} + \overline{u_3^2}$ dans le cône à potentiel



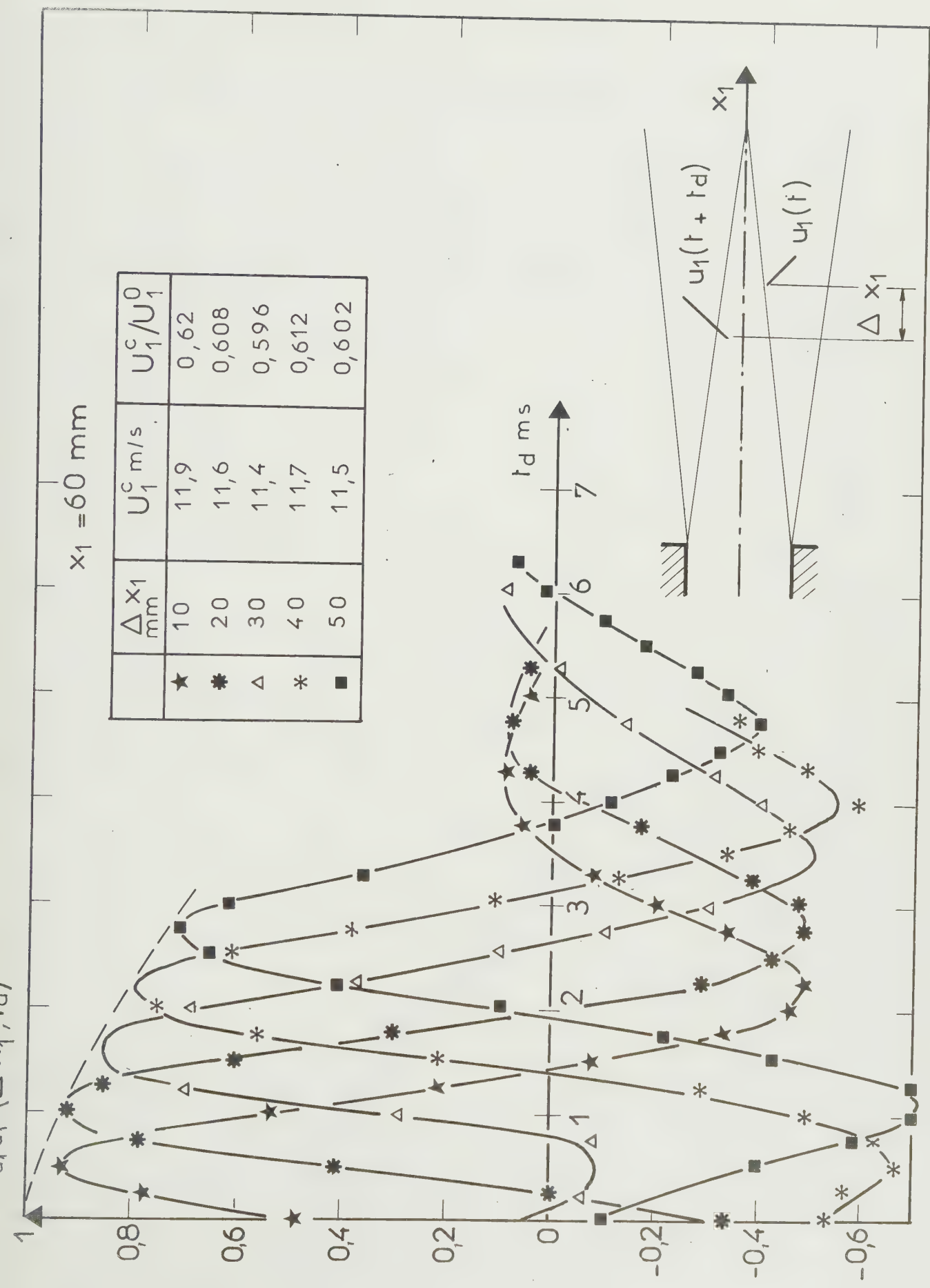


Fig. 32 Corrélations spatiotemporelles $R_{u, u'}$ dans le cône à potentiel



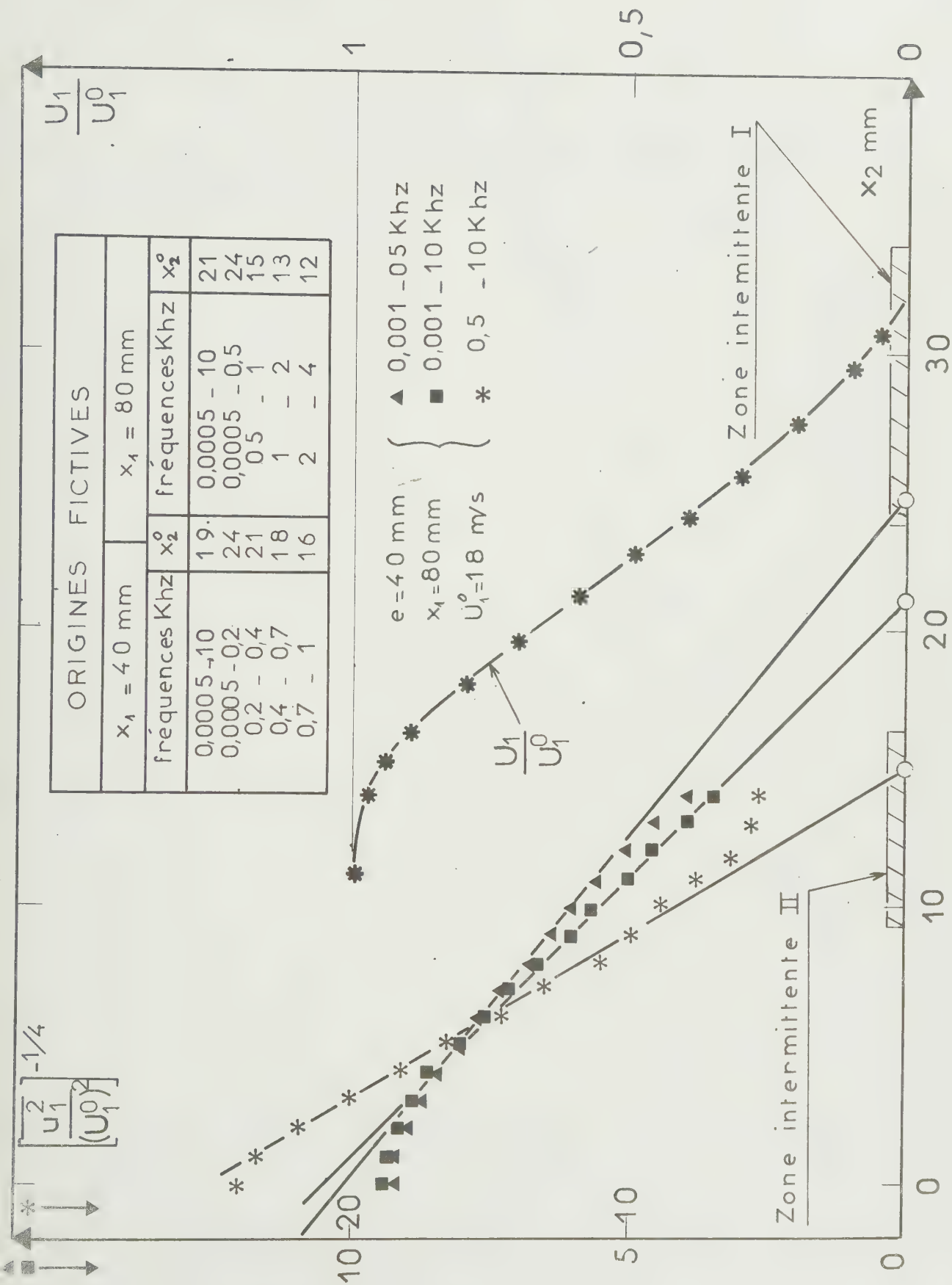


Fig. 33 Déplacement de l'origine fictive avec la bande passante



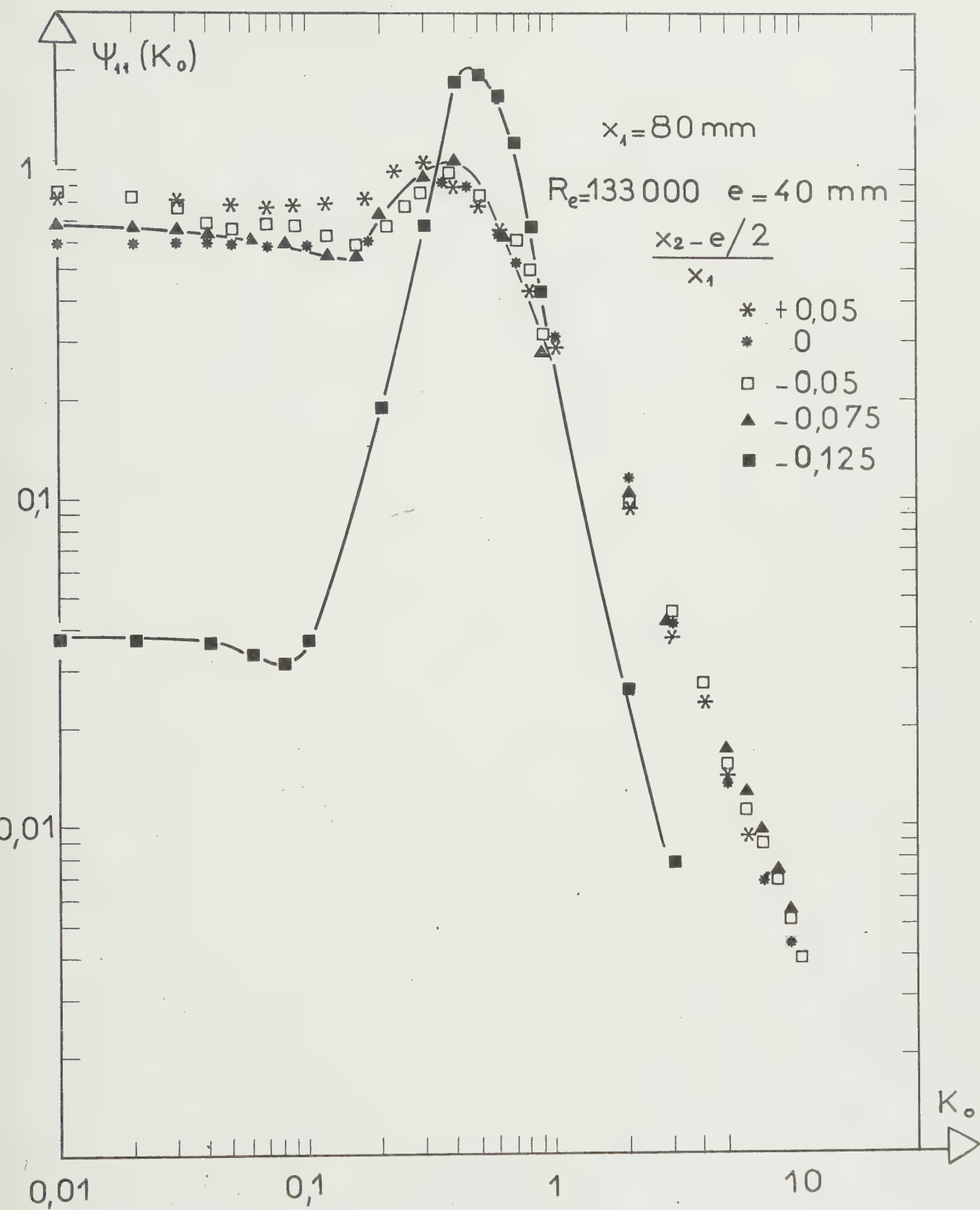


Fig. 34 Spectres unidimensionnels normalisés de u_1^2 dans la zone de mélange du jet plan.



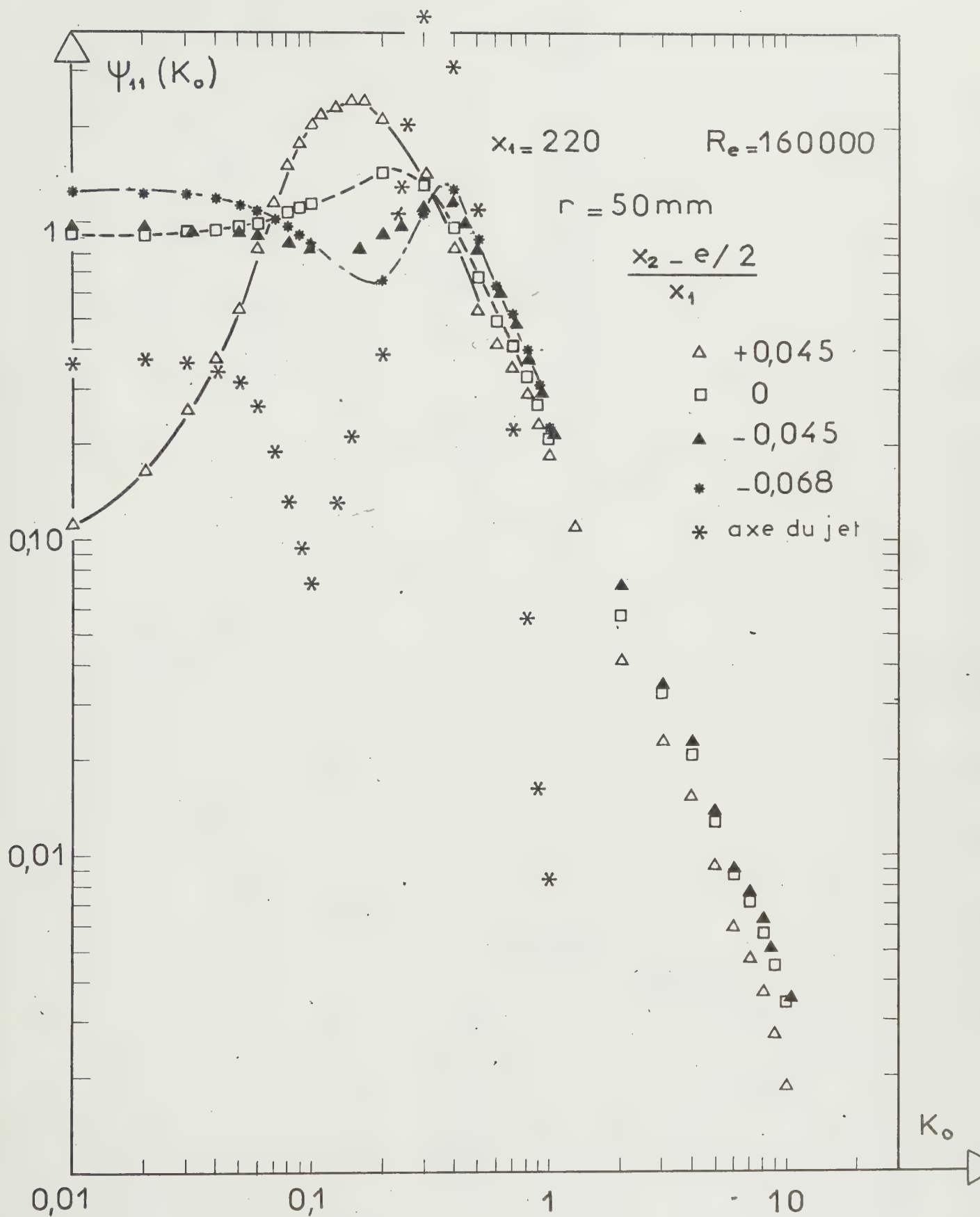
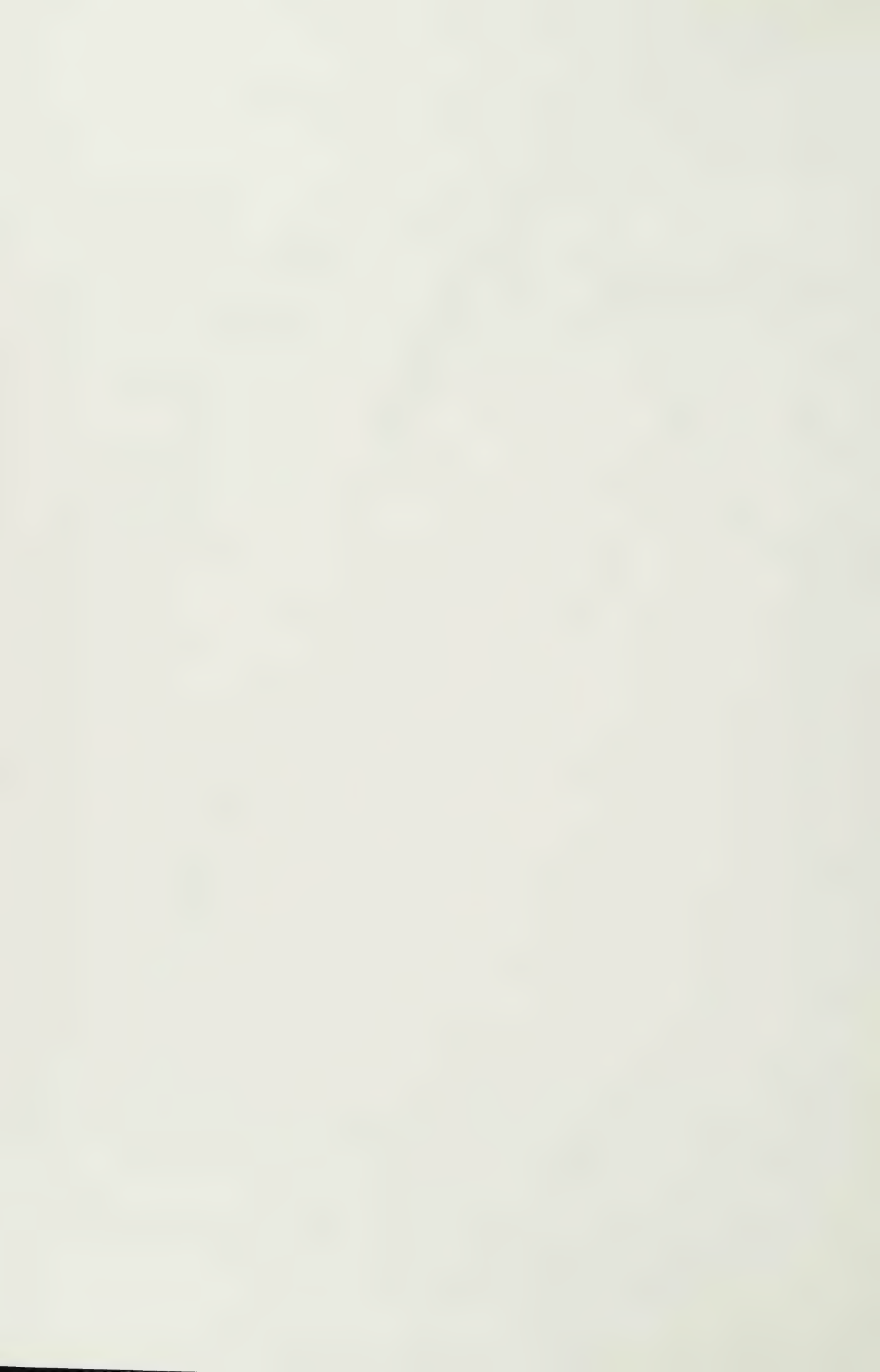


Fig. 35 Spectres unidimensionnels normalisés de u_1^2 dans la zone de mélange du jet rond



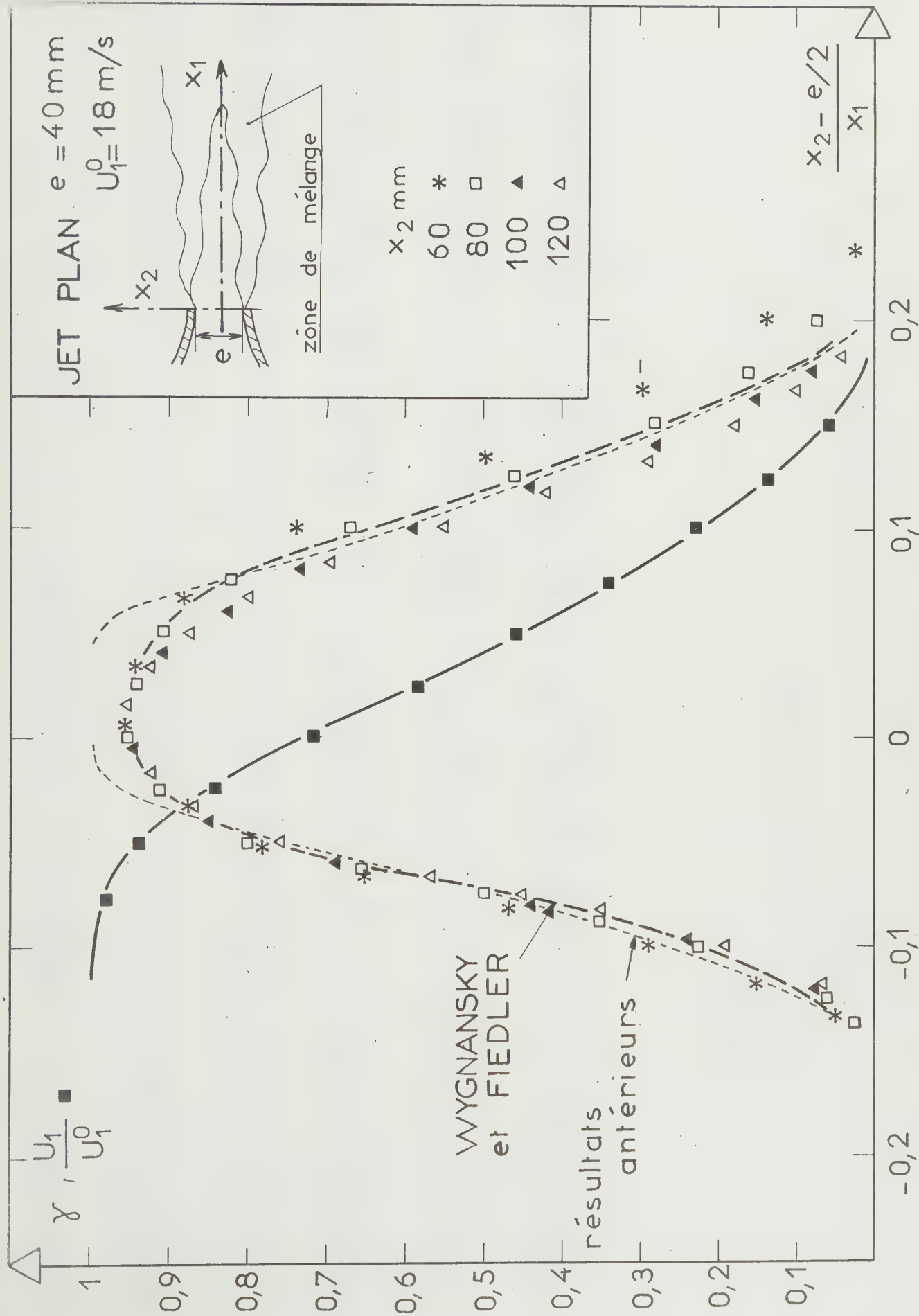
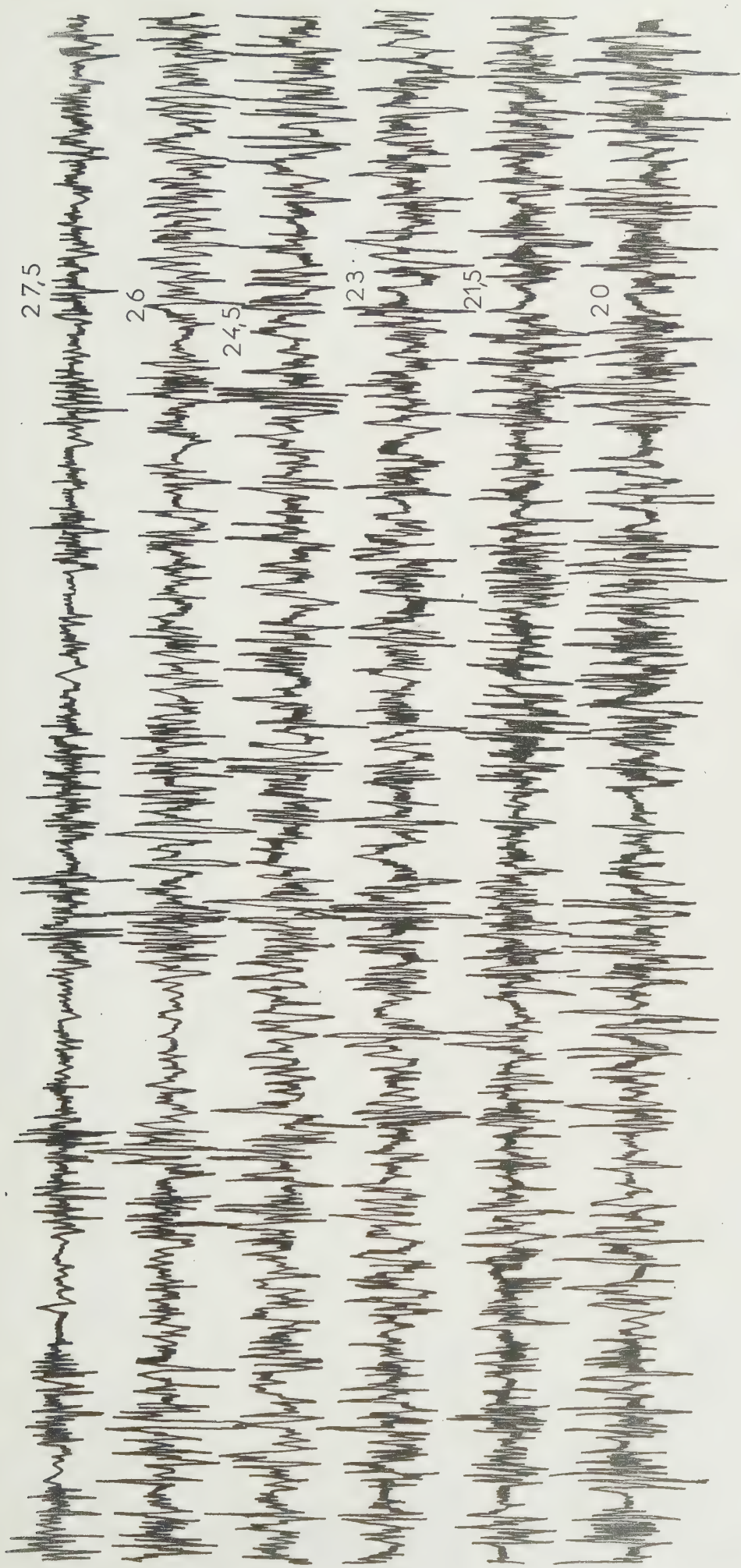


Fig. 36 Distribution de l'intermittence χ dans la zone de mélange





← aval

amont →

SIGNAUX CINEMATIQUES $\partial u_1 / \partial t$

(Zone de mélange centrale)

$U_1^0 = 18 \text{ m/s}$

$x_1 = 80 \text{ mm}$

$x_2 =$

$1 \text{ cm} = 1/320 \text{ s}$

Fig. 37



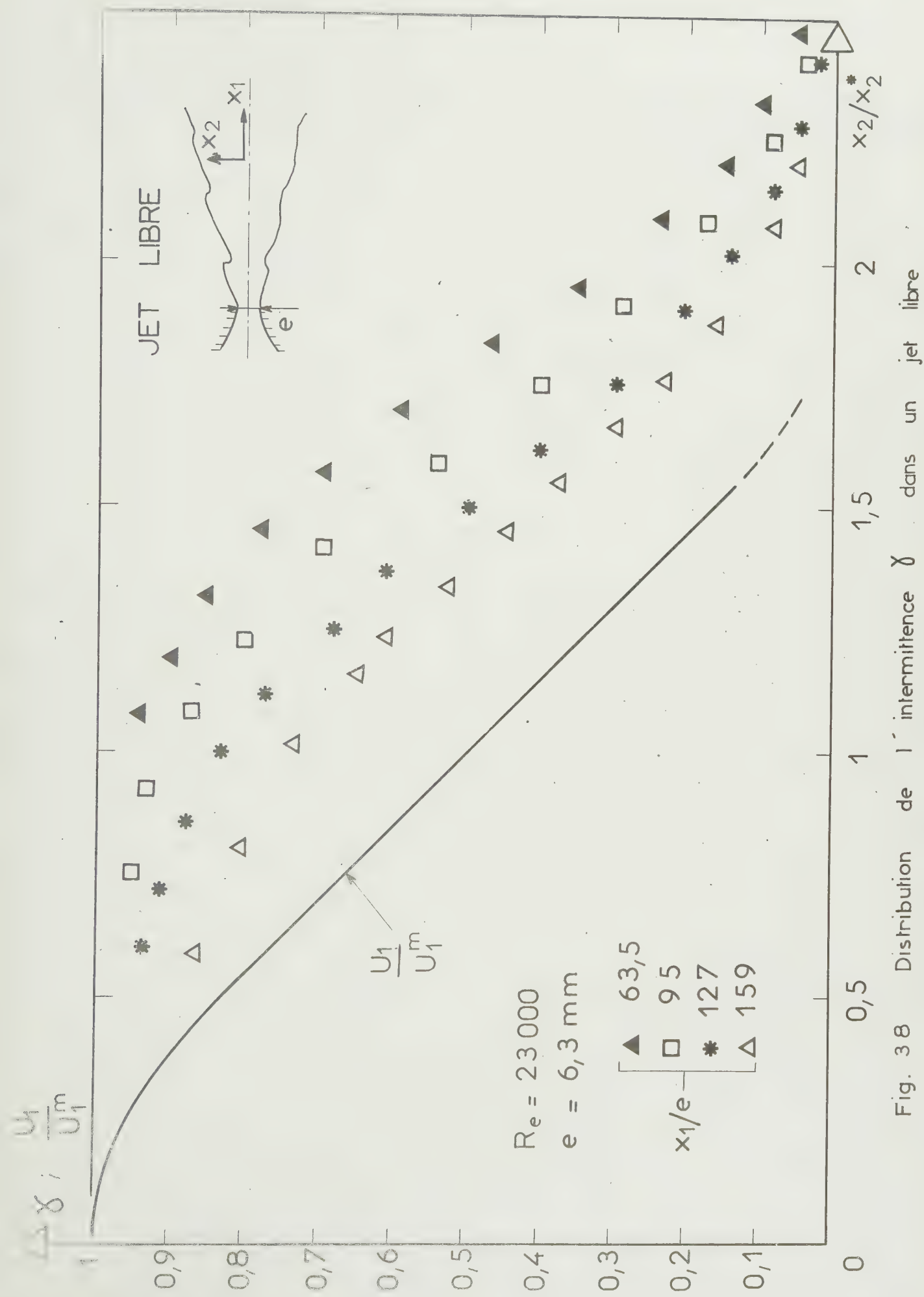


Fig. 38 Distribution de l'intermittence χ dans un jet libre



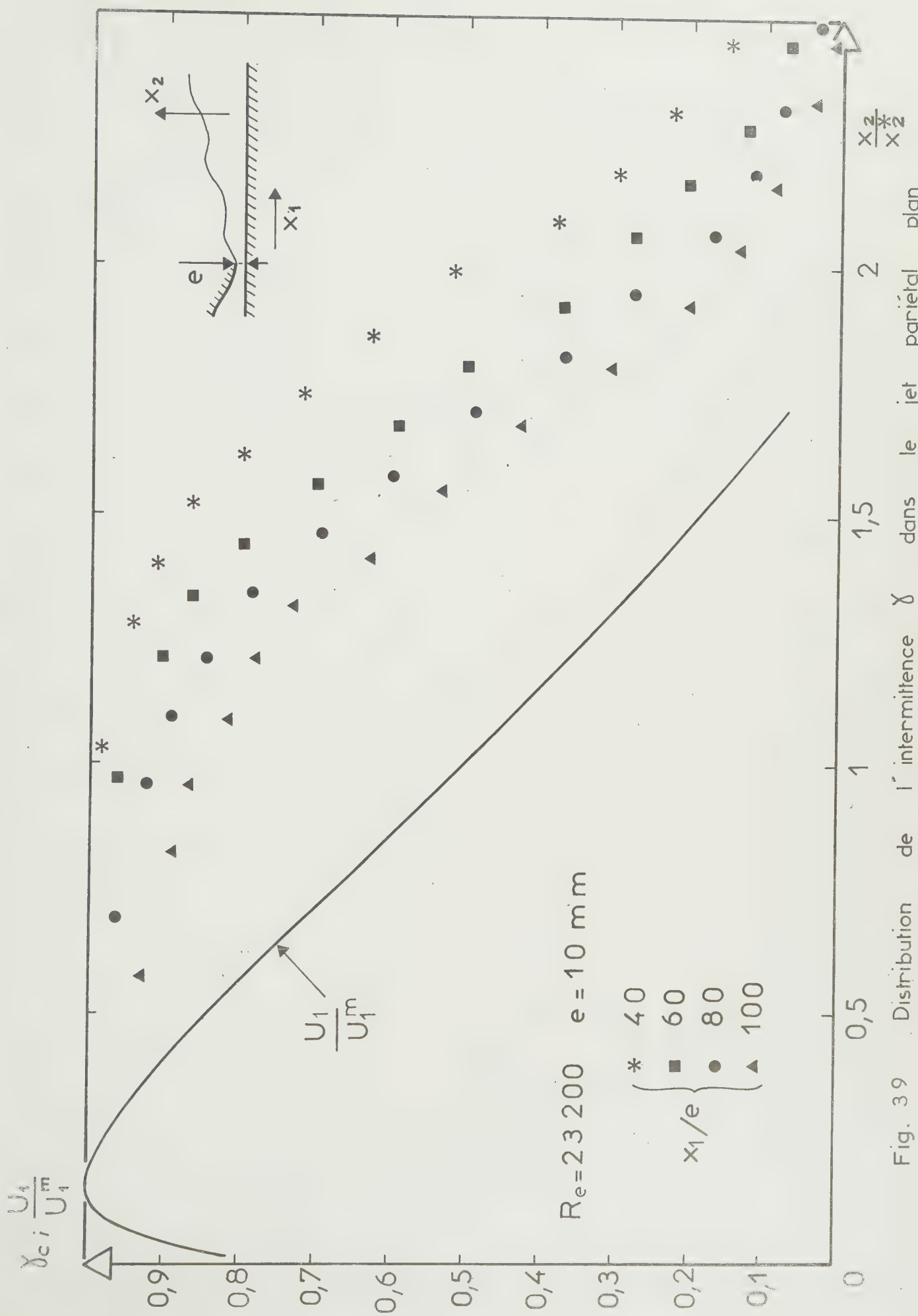


Fig. 39





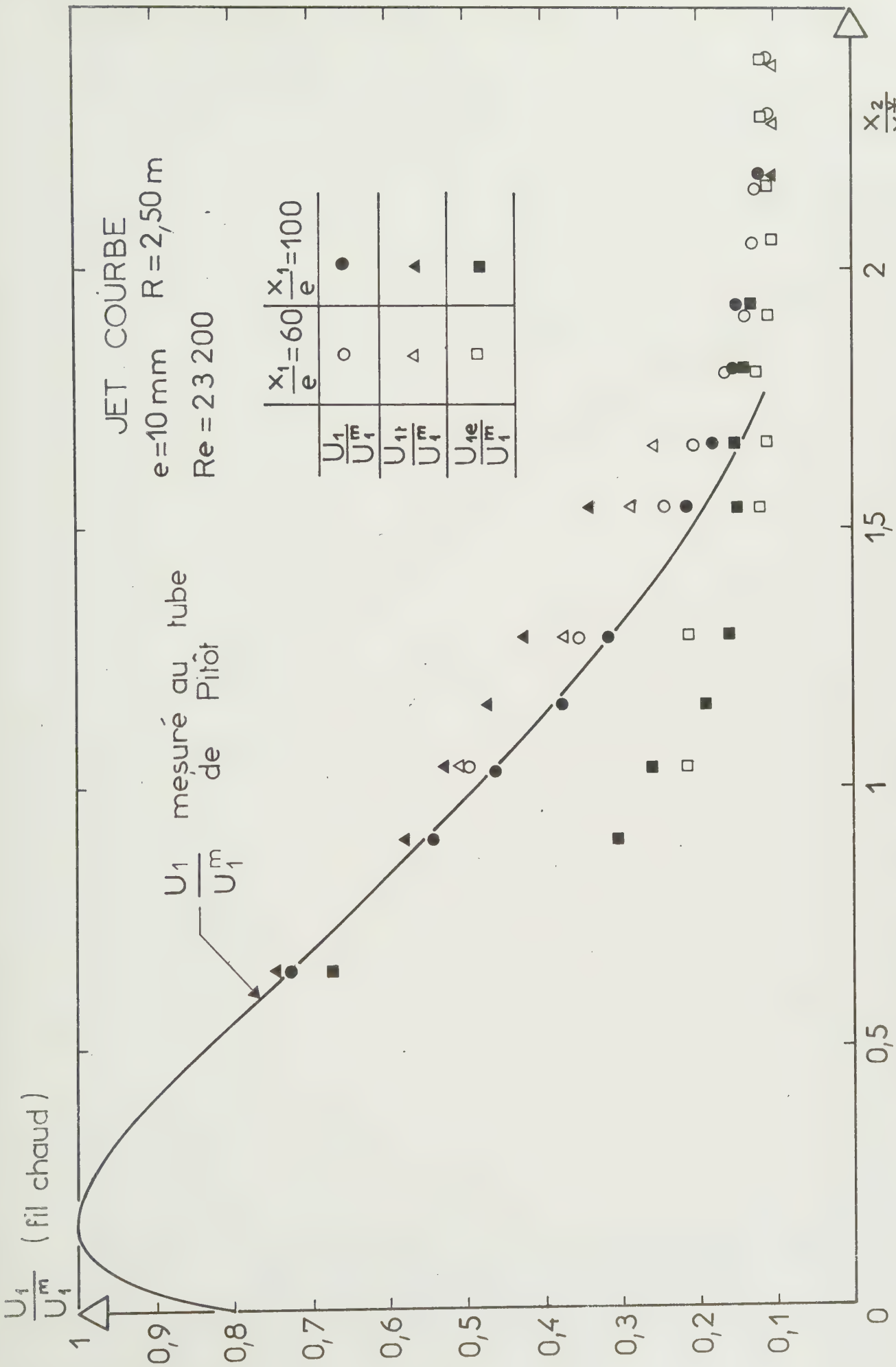


Fig. 41 Echantillonnage des vitesses moyennes à la frontière du jet pariétal



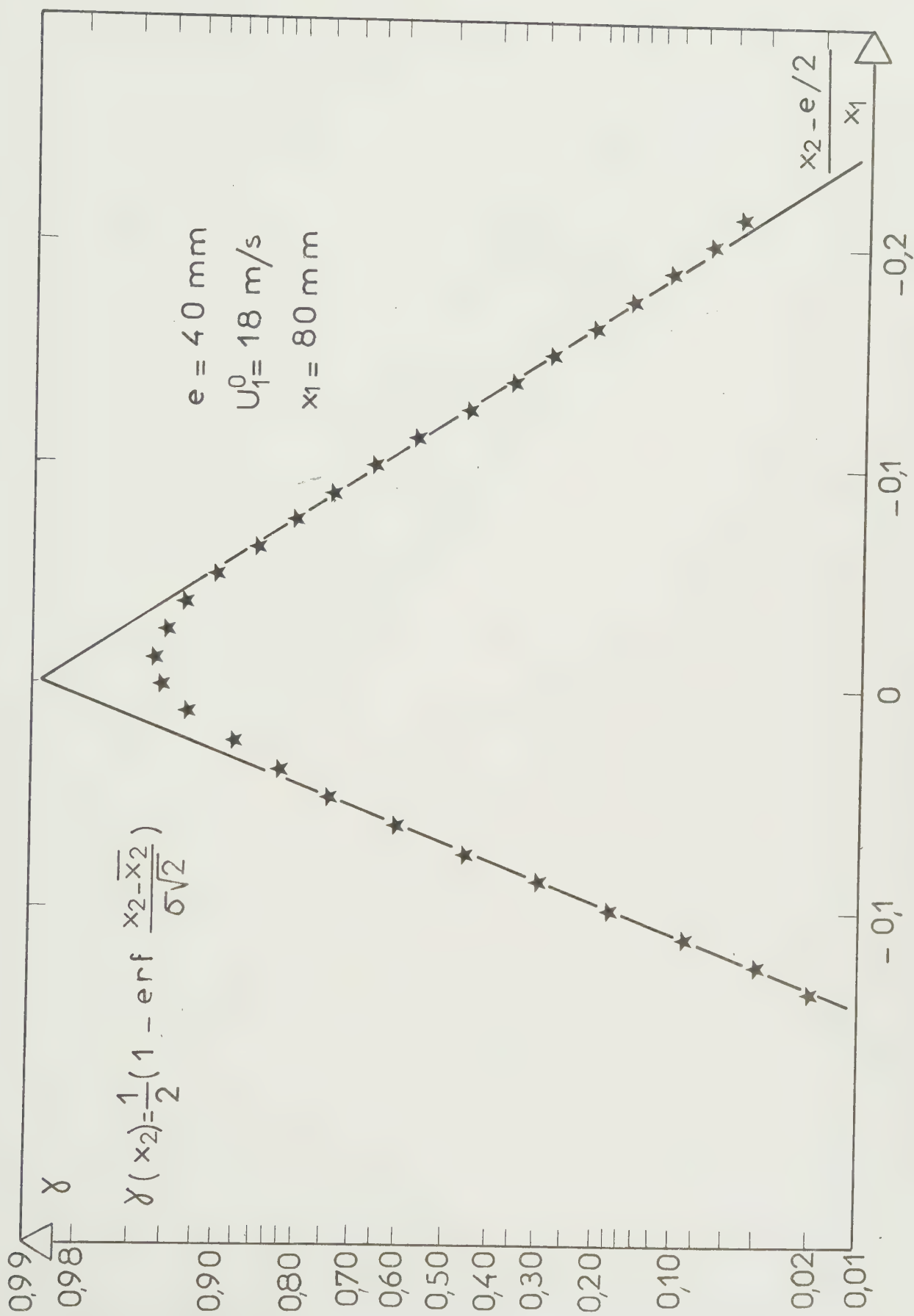


Fig. 4.2 Distribution de χ dans la zone de mélange (coordonnées gaussiennes)



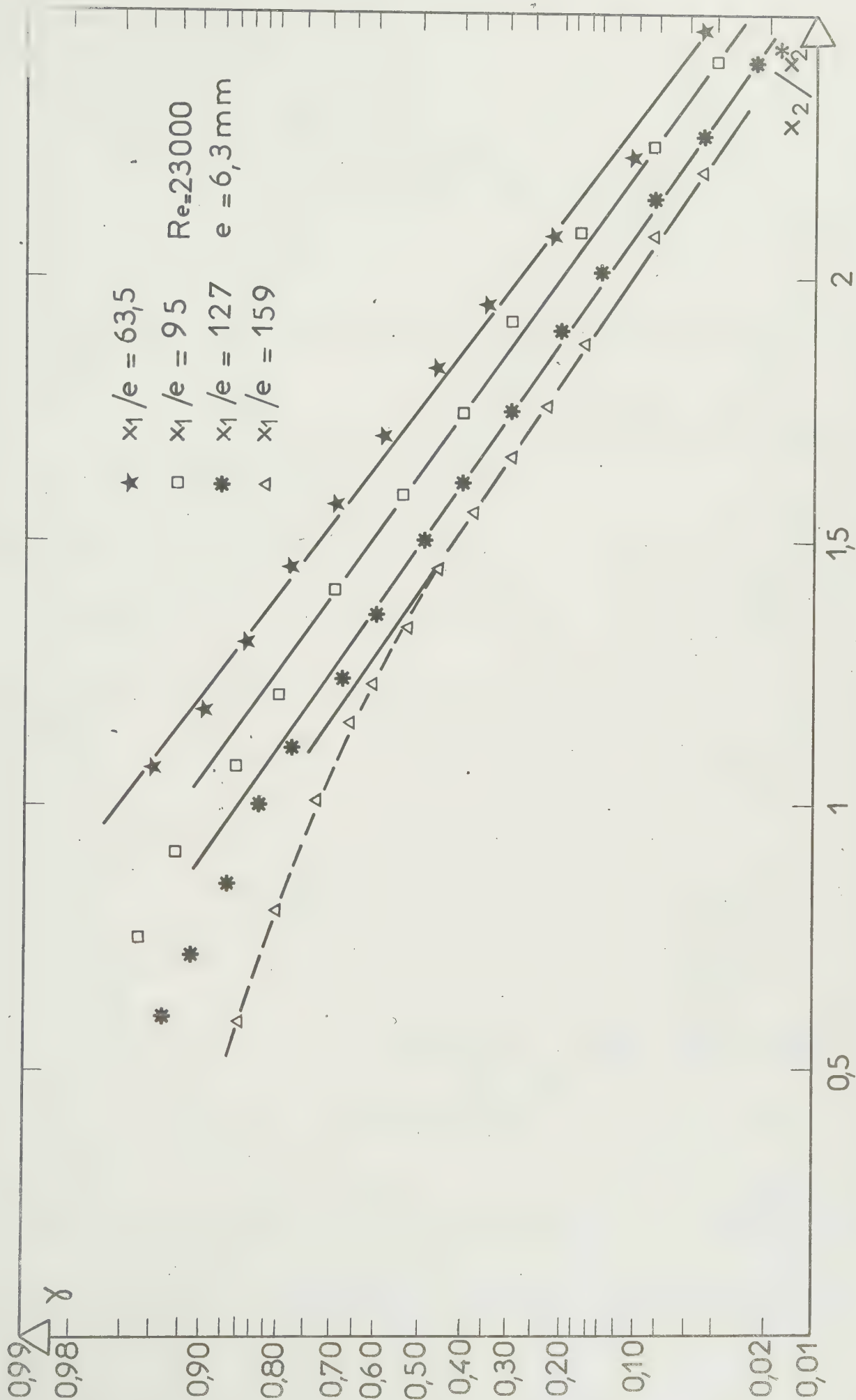


Fig. 43 Distribution de χ dans un jet libre (coordonnées gaussiennes)



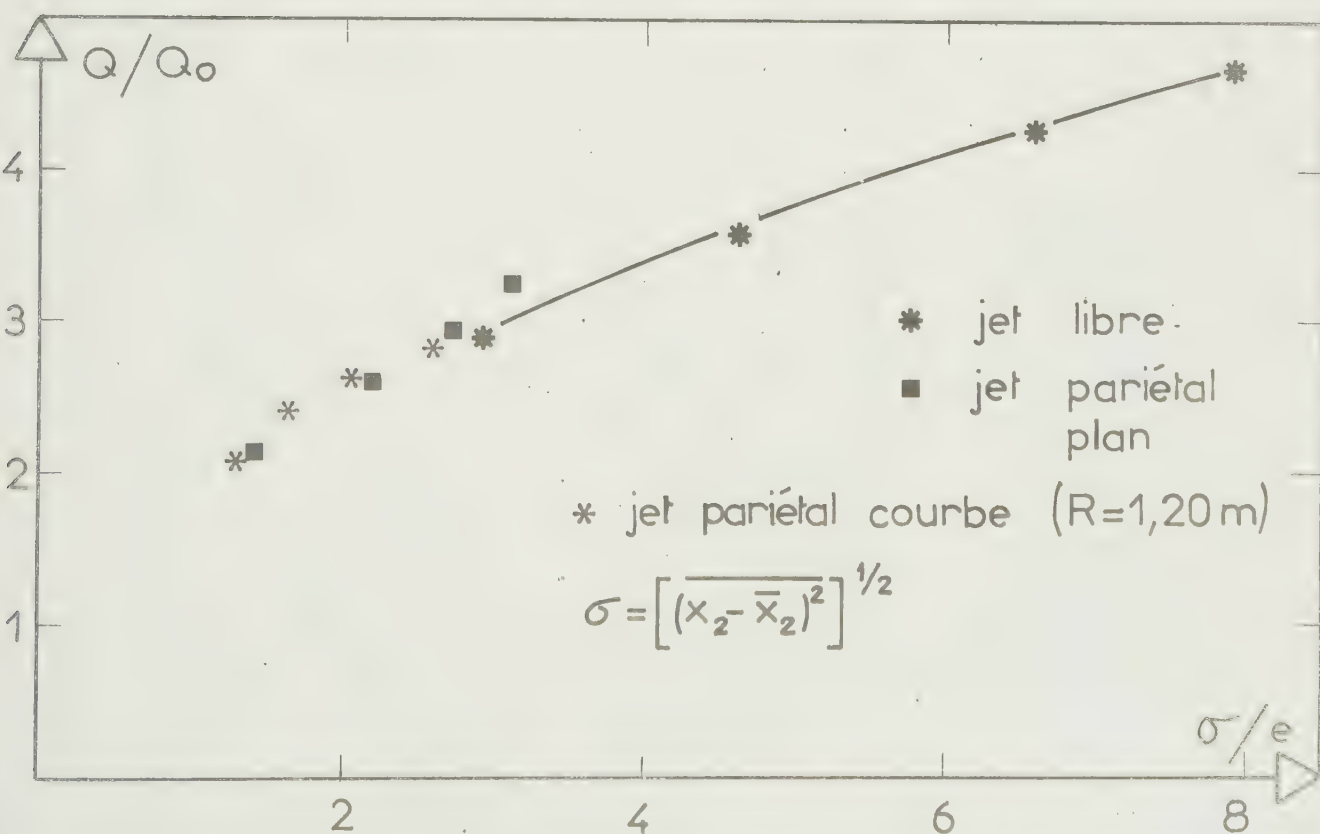
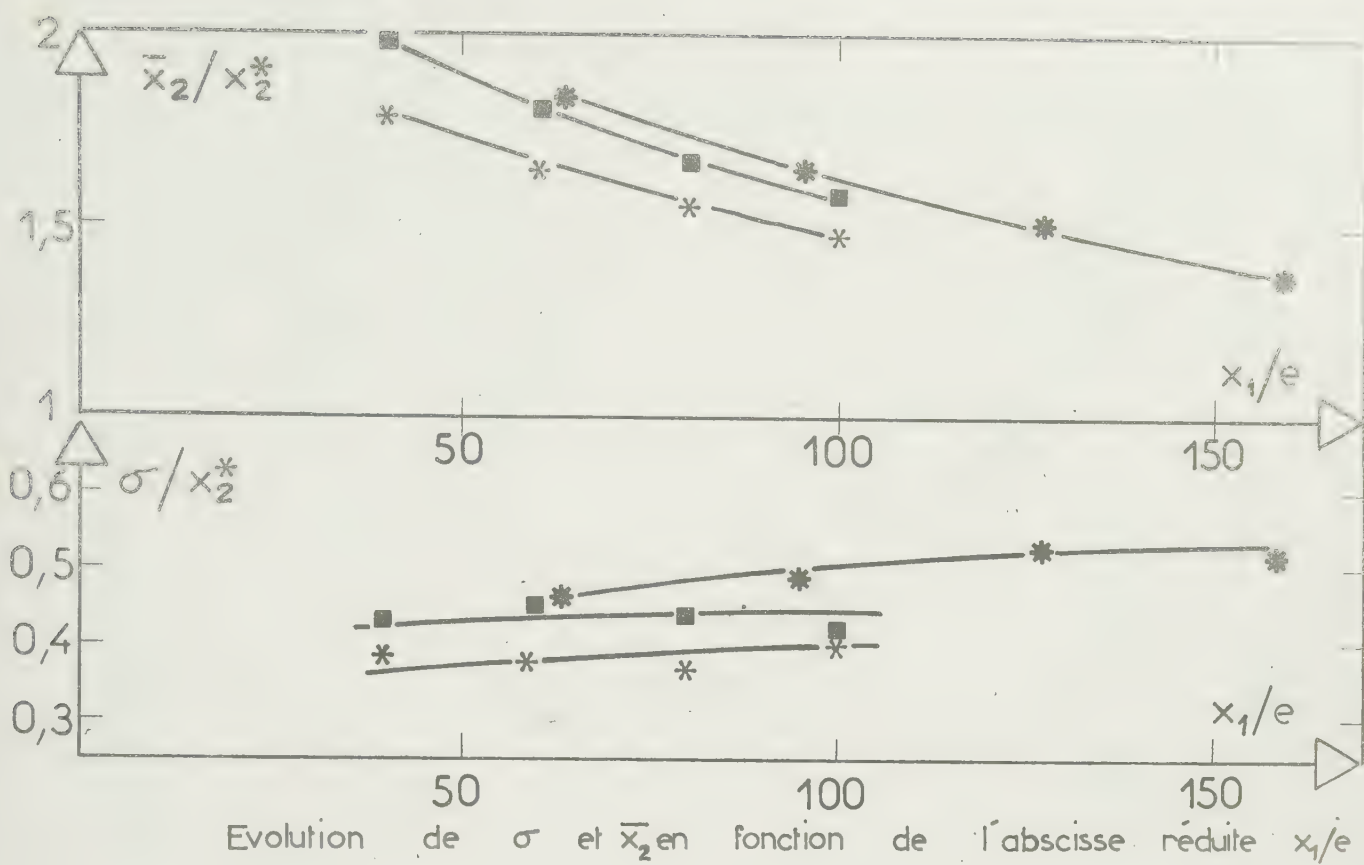


Fig.44 Evolution du taux d'entraînement dans les jets en fonction de σ/e



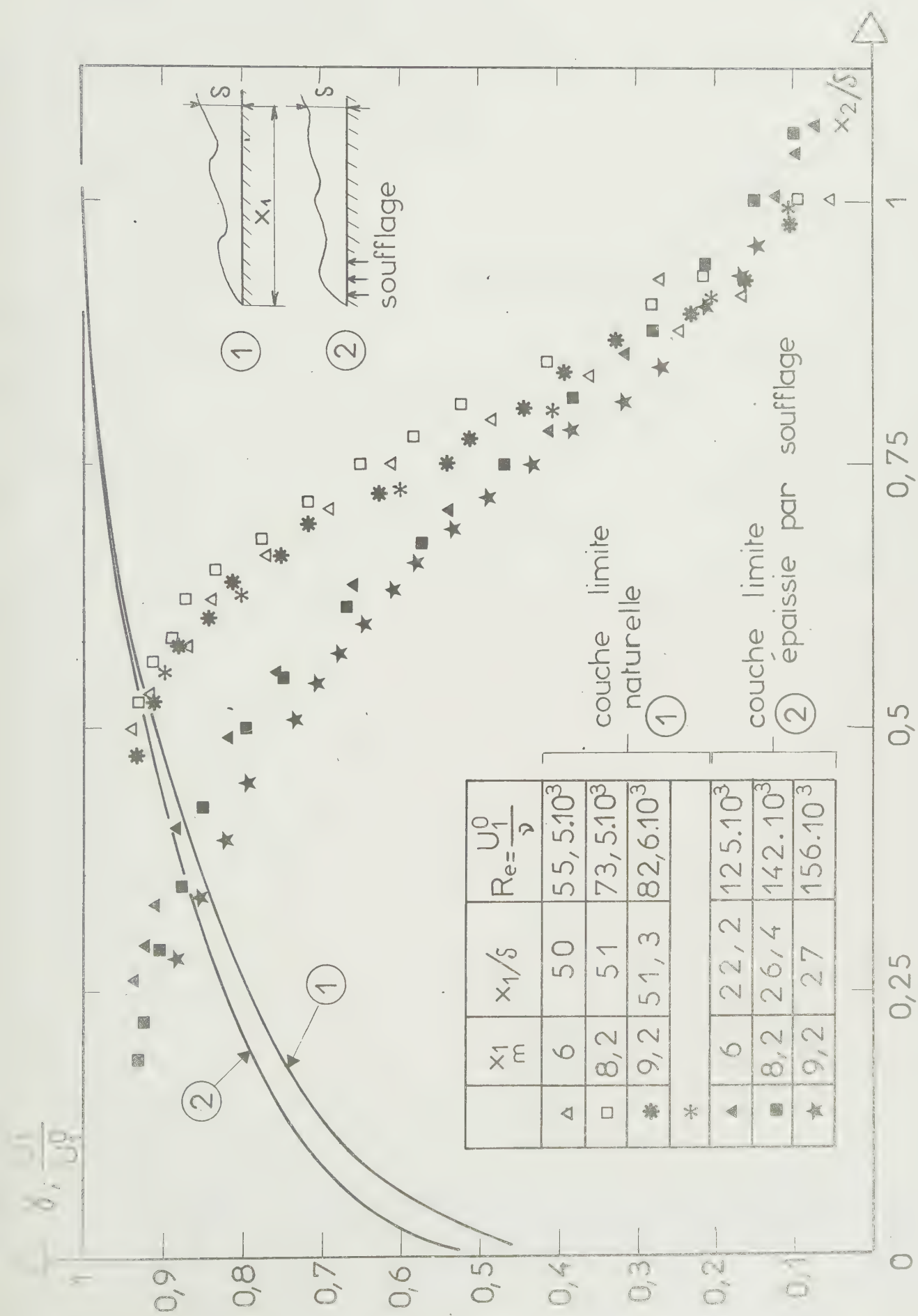
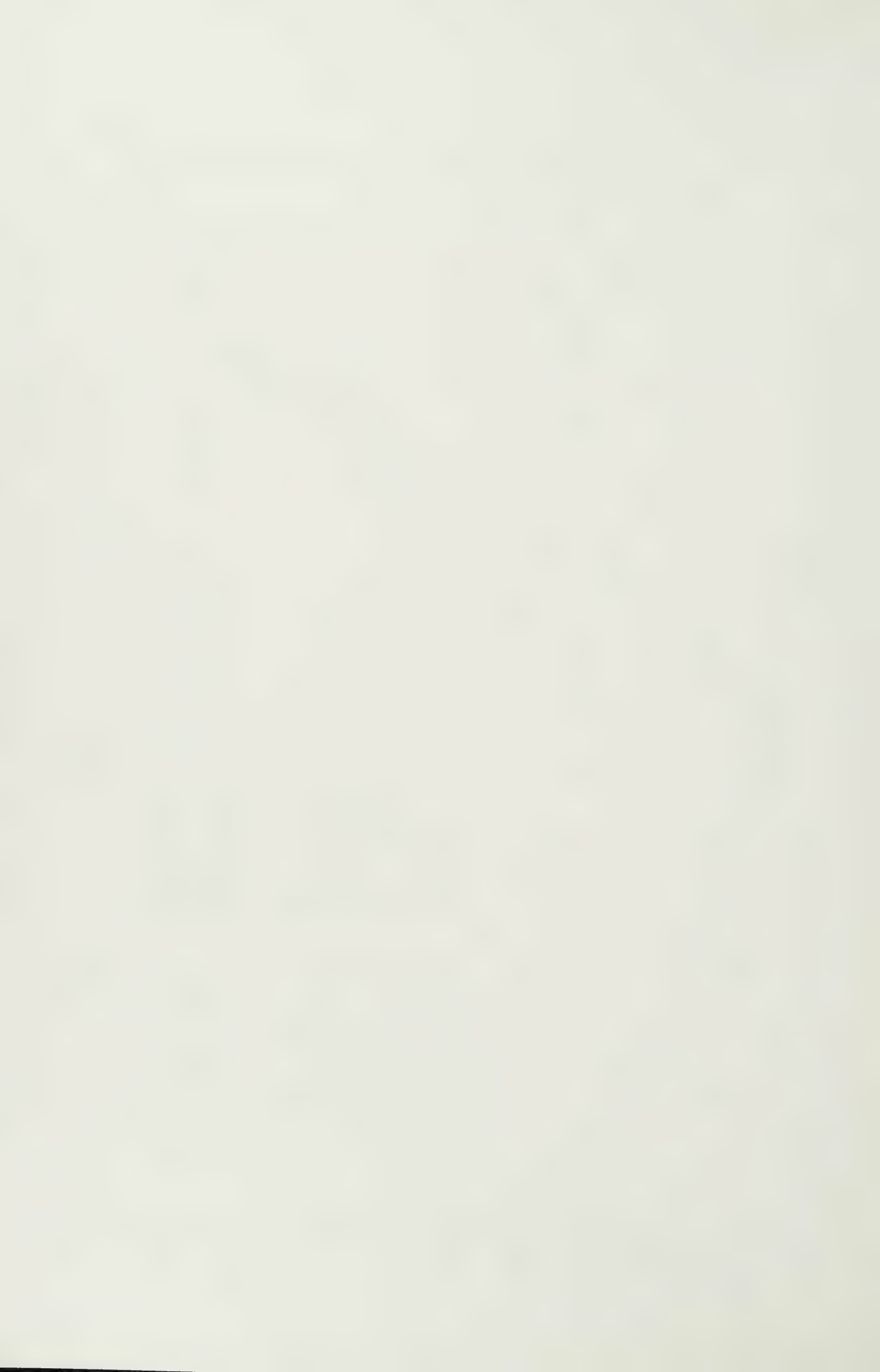
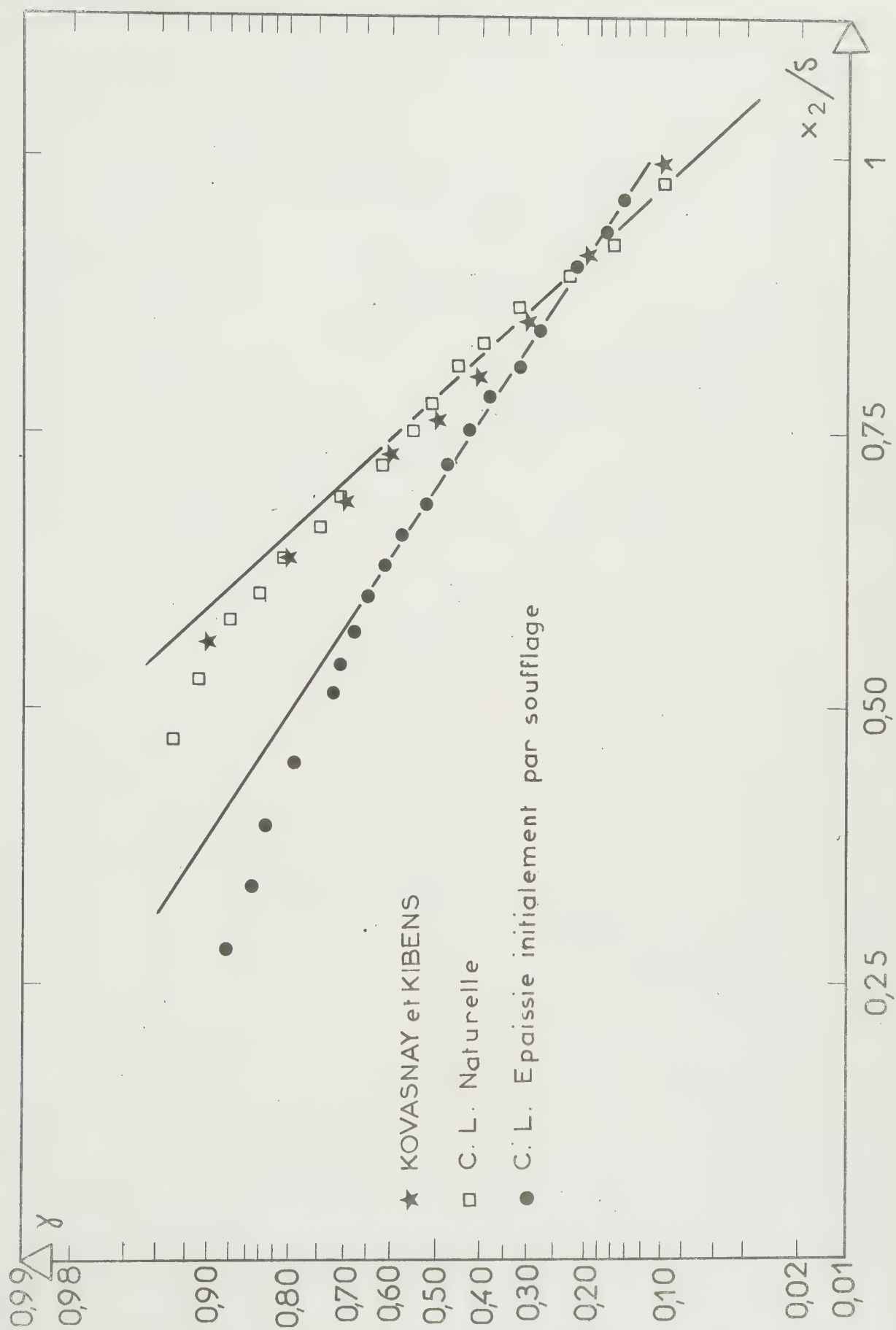
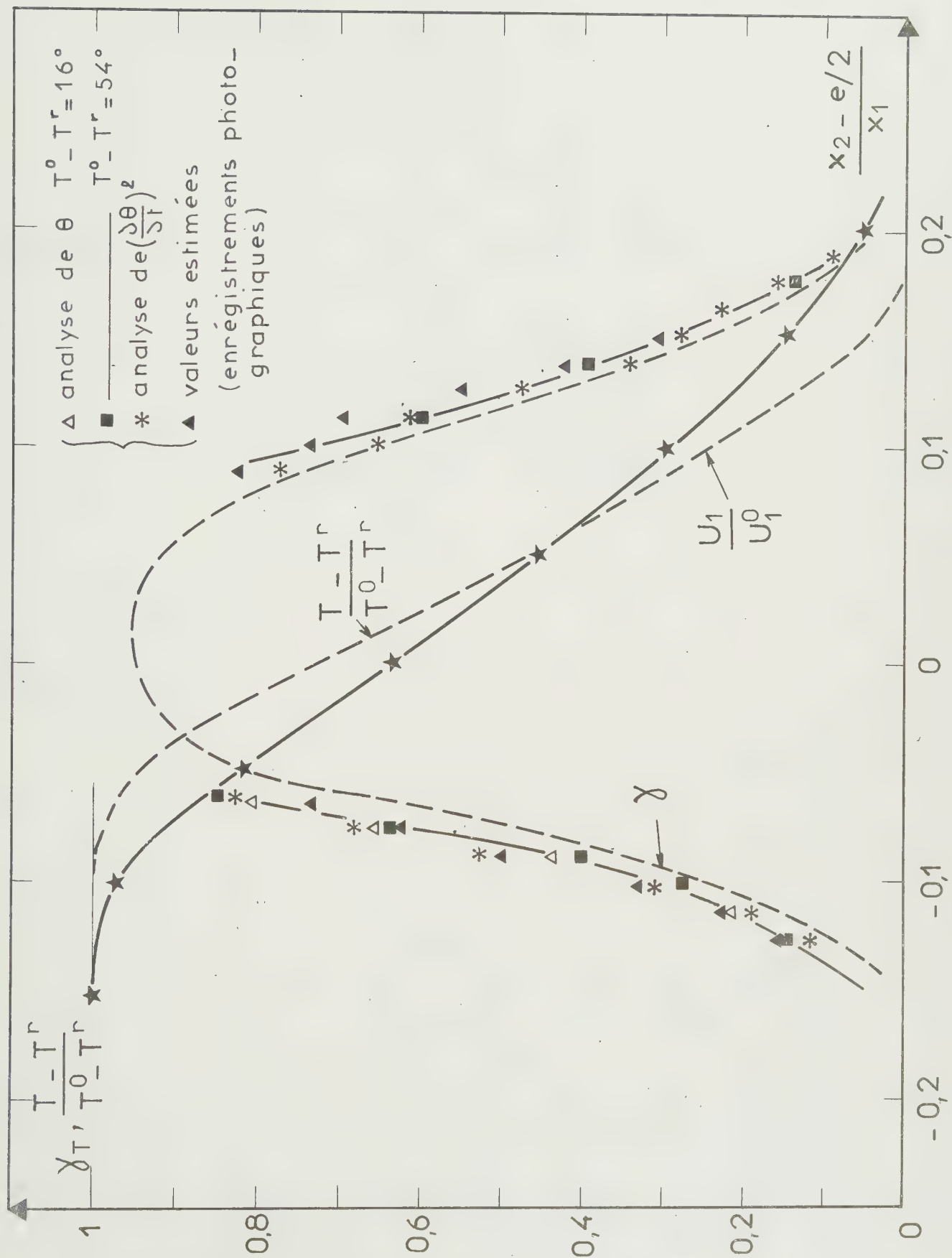


Fig. 45 Distribution de l'intermittence γ dans les couches limites











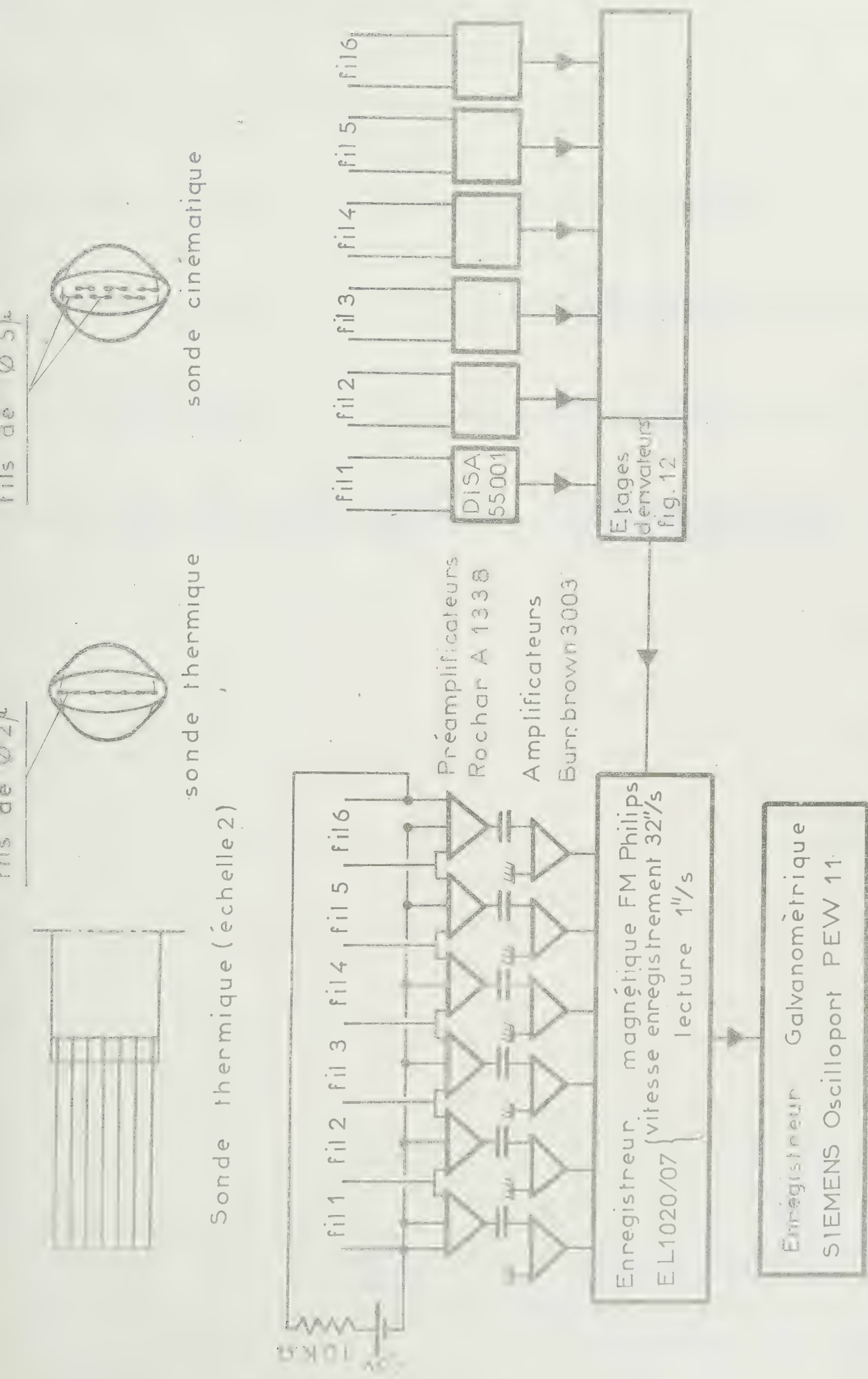


Fig. 4 B peignes de Fils chauds et montages pour enregistrements simultanés



échelle 1cm = 1/80 s

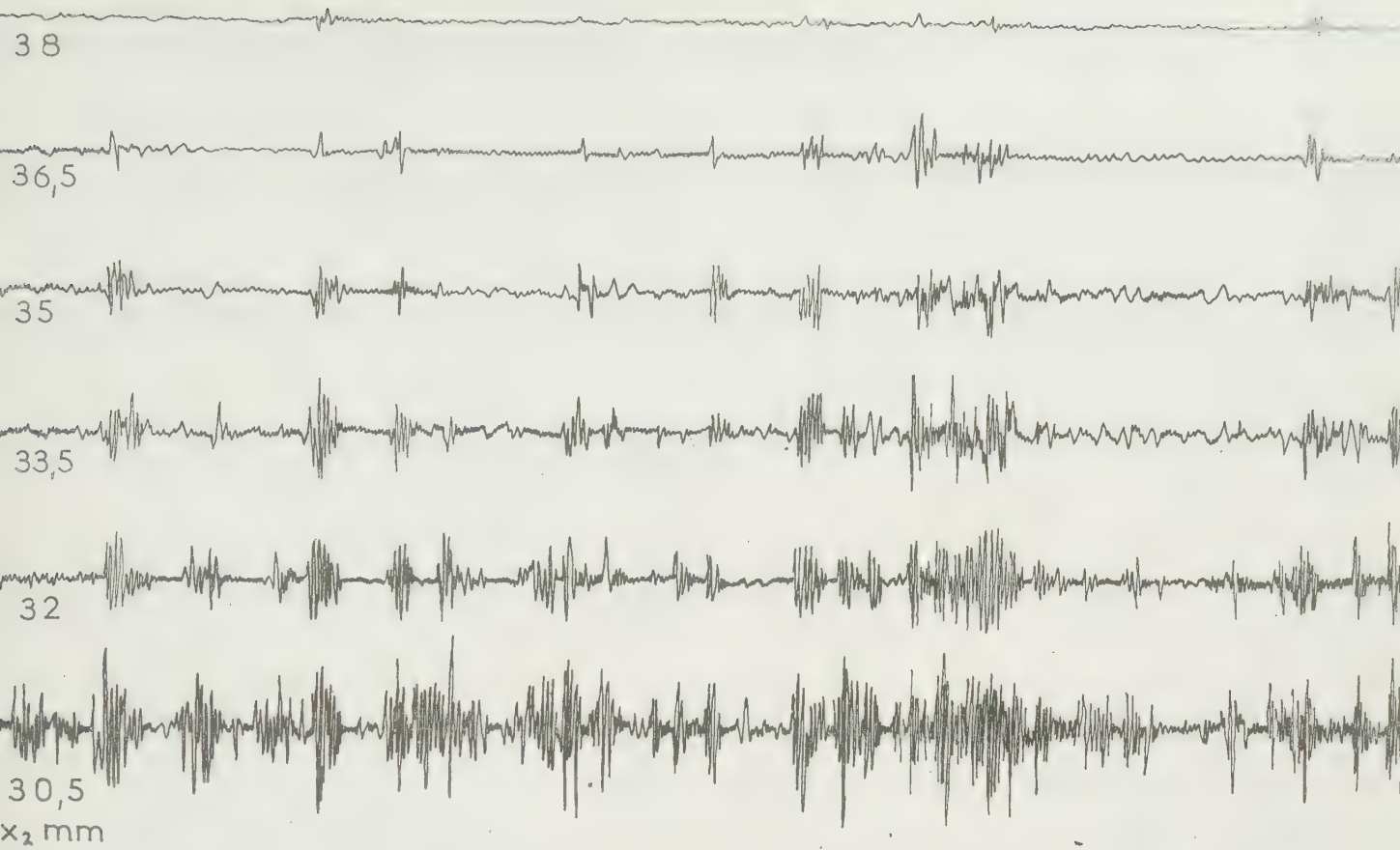


Fig.49 Frontière cinématique extérieure (écoulement non chauffé)

Fig.49 bis Frontière thermique extérieure





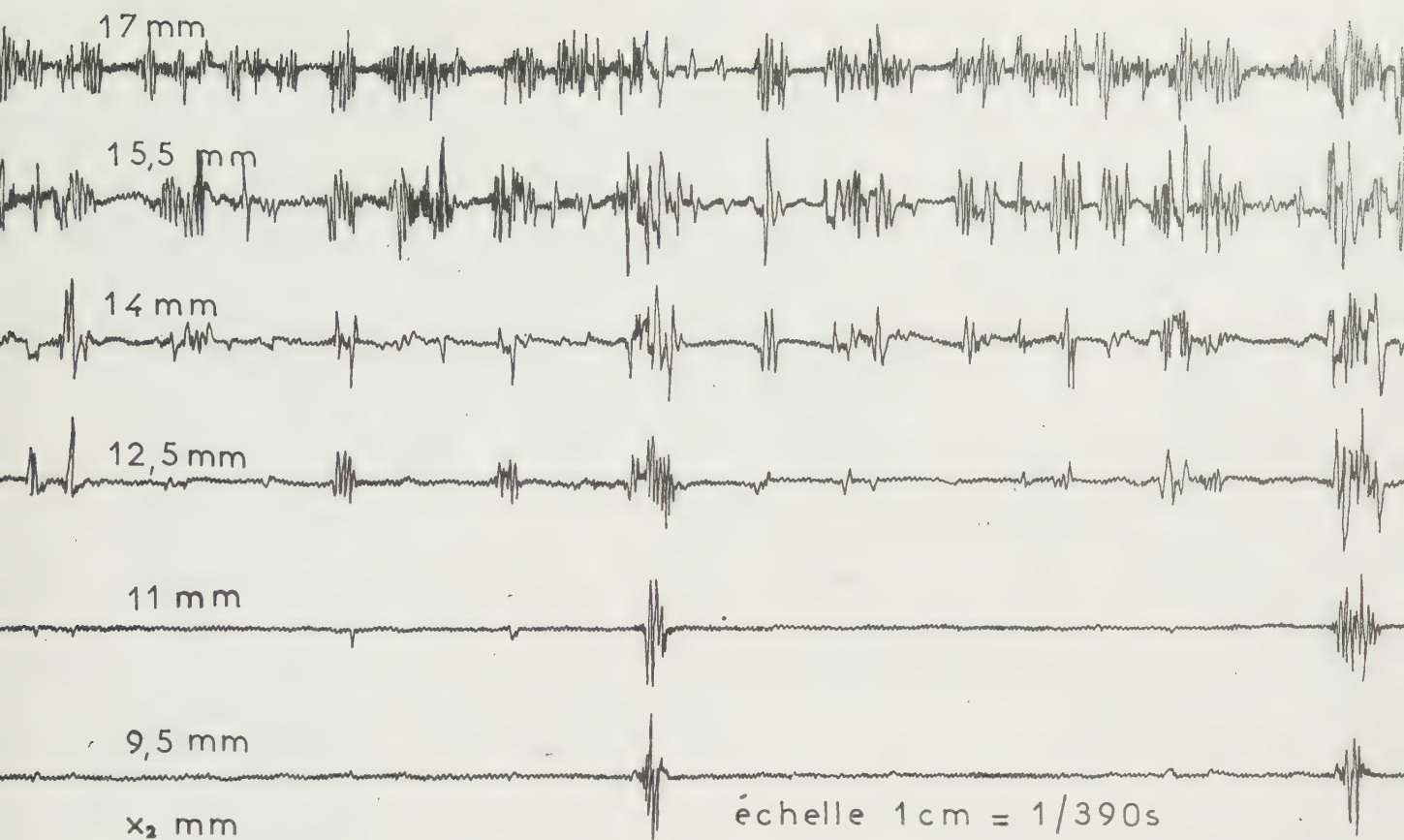
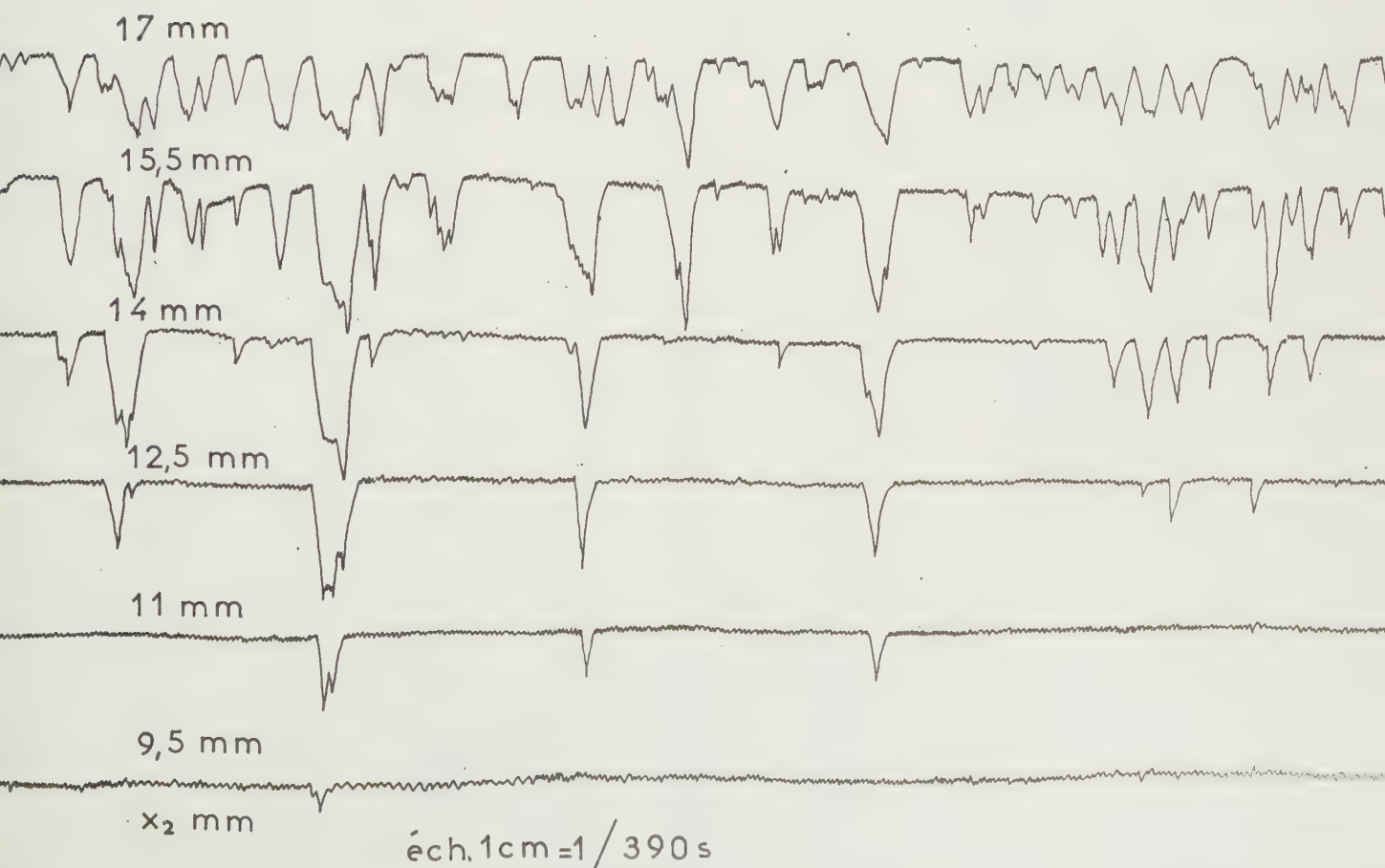
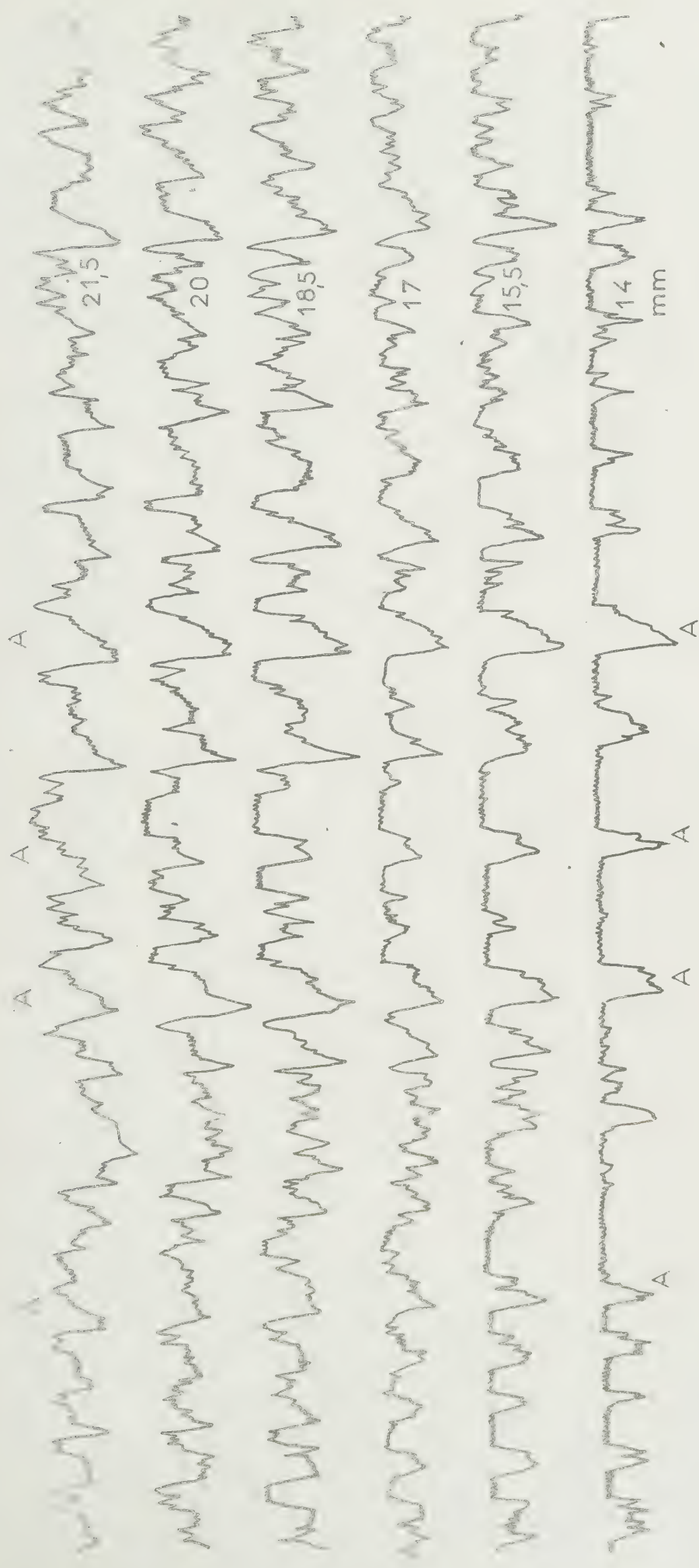


Fig. 50 Frontière cinématique intérieure (écoulement non chauffé)

Fig. 50 bis Frontière thermique intérieure







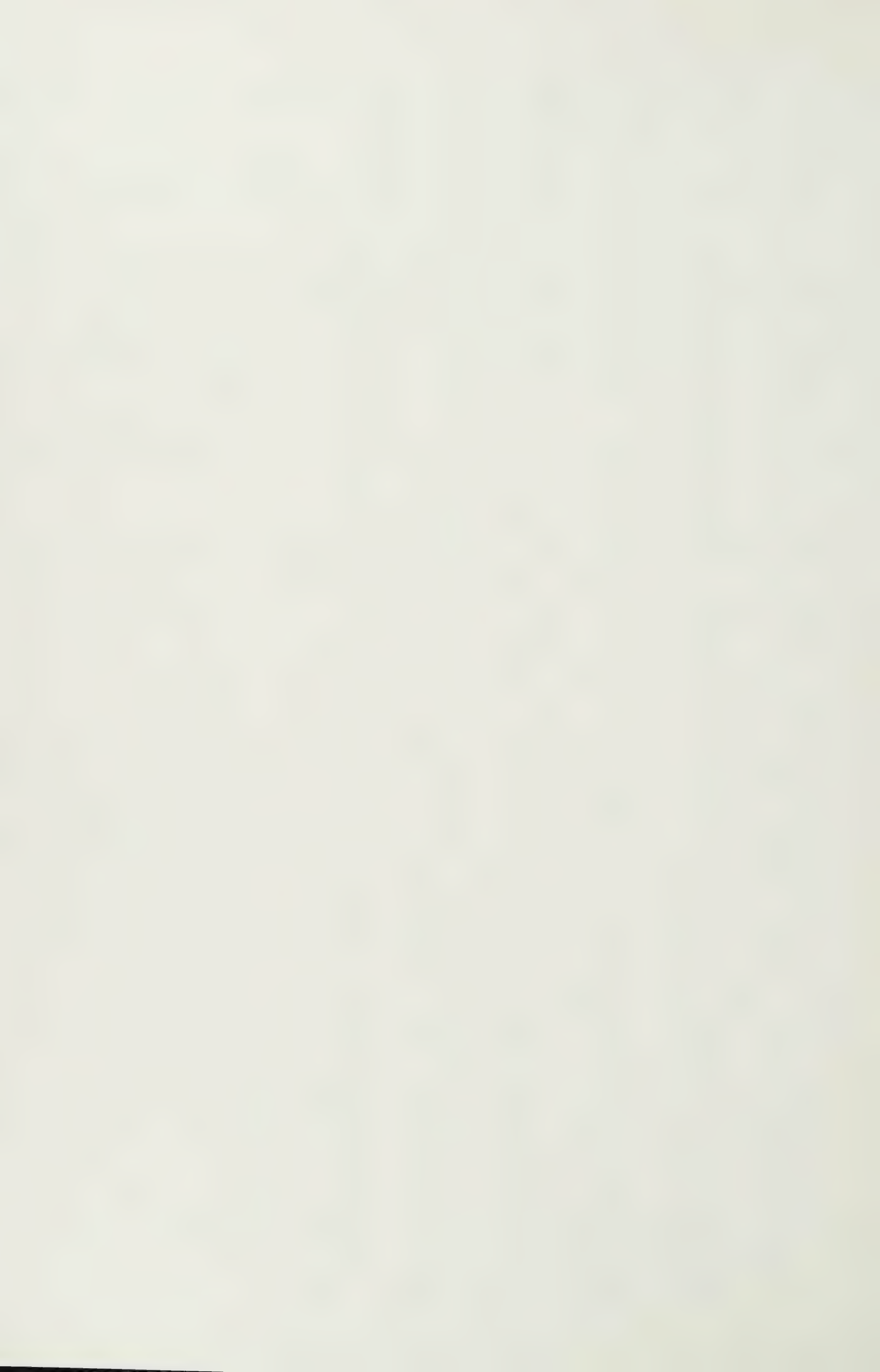
INTERMITTENCE THERMIQUE
(Zone de mélange interne)

$T^o - T^r = 25^{\circ}C$
 $U_1^o = 18 m/s$

$x_1 = 80 mm$
 $x_2 =$

$1 cm = 1/390 s$
 $1 mm = 1/10^{\circ}C$

Fig. 51





INTERMITTENCE THERMIQUE
(Zone de mélange externe)

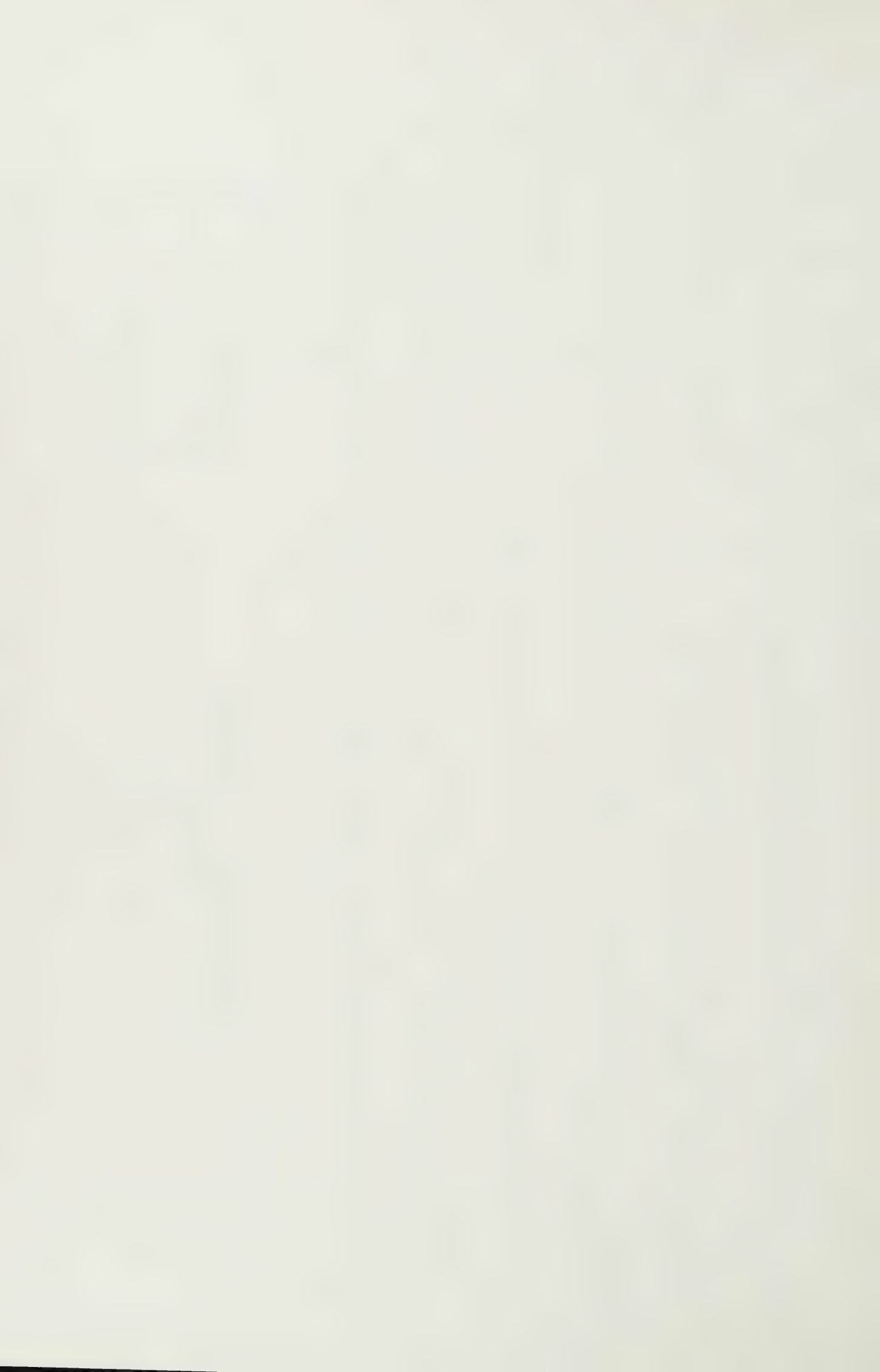
$T^o - T^r = 25^\circ\text{C}$

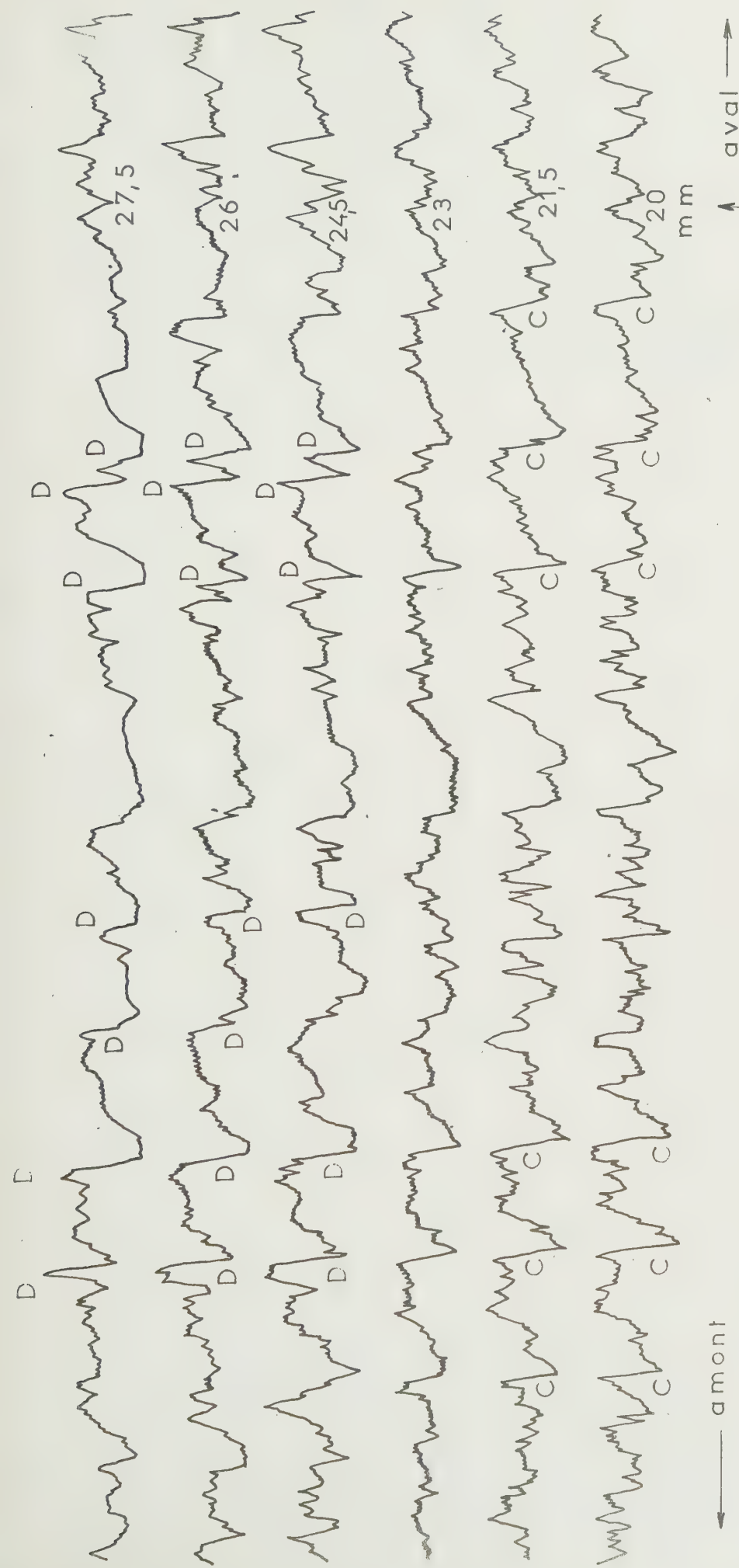
$U_i^o = 18 \text{ m/s}$

$1 \text{ cm} \approx 1/390$

$1 \text{ mm} \approx 1/10^\circ\text{C}$

Fig. 52

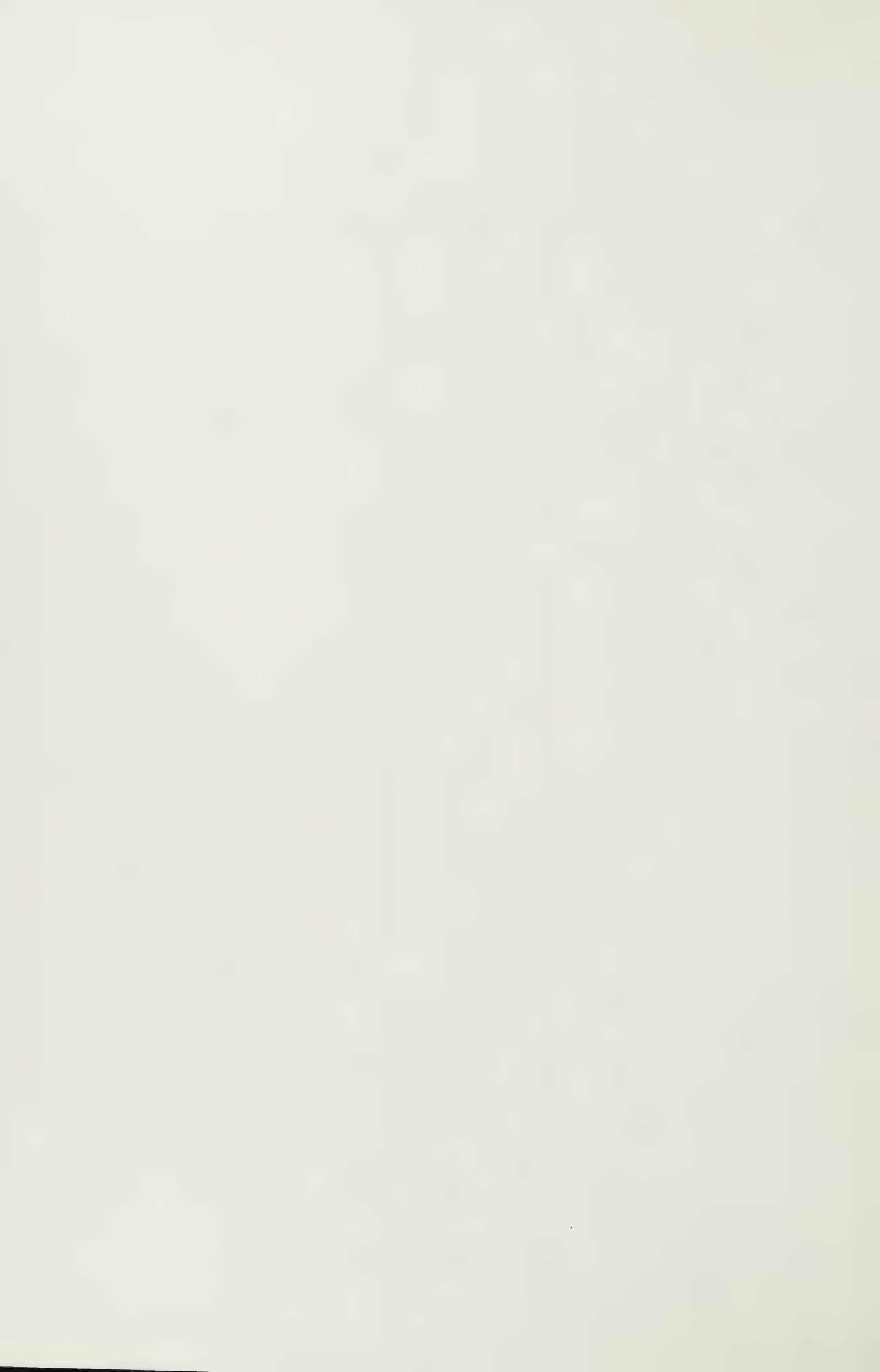


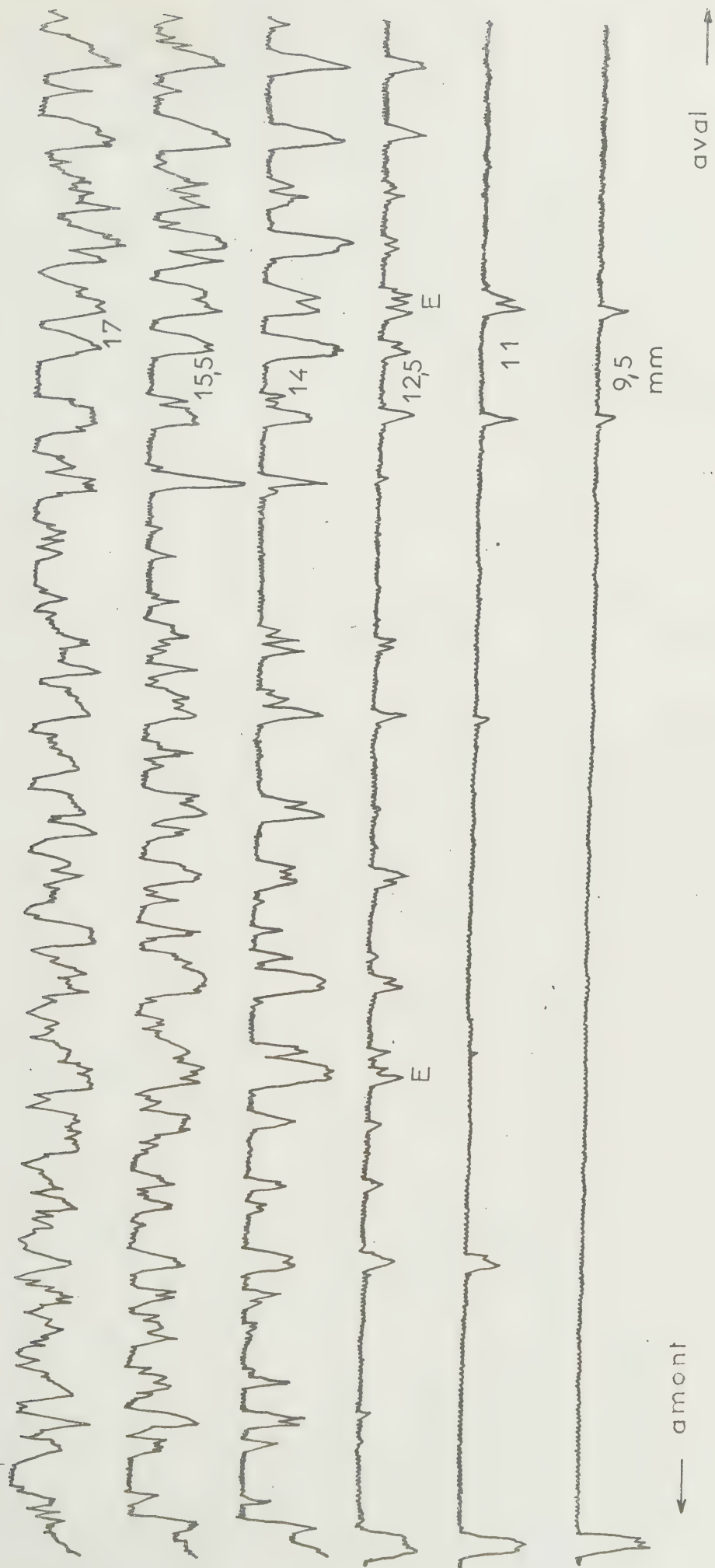


SIGNAUX THERMIQUES
 (Zone de mélange centrale)

$T^o - T^r = 25^\circ\text{C}$
 $U_1^o = 18 \text{ m/s}$

Fig. 53





INTERMITTENCE THERMIQUE
(Zone de mélange interne)

$$T^o - T^r = 25^{\circ}\text{C}$$

$$U_1^o = 18 \text{ m/s}$$

$$x_1 = 80 \text{ mm}$$

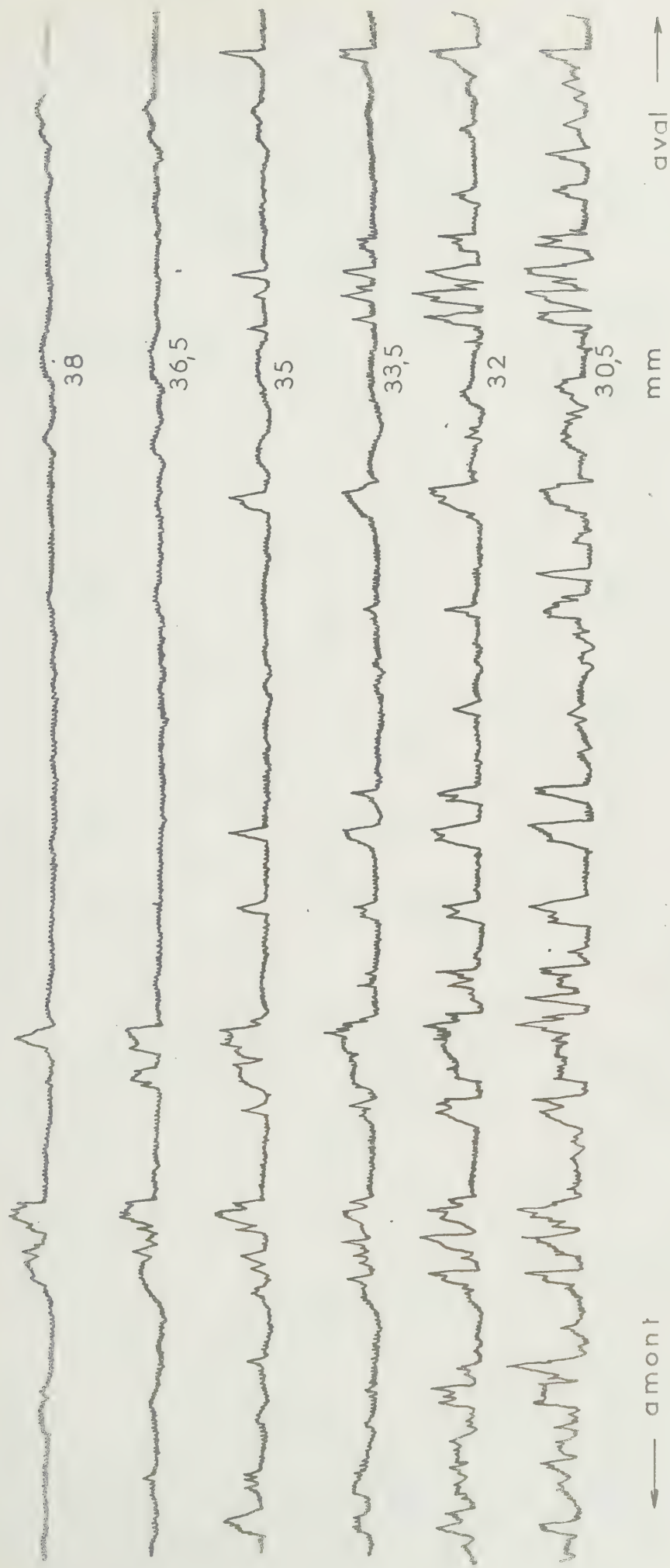
$$x_2 = \text{---}$$

$$1 \text{ cm} = 1 / 390 \text{ s}$$

$$1 \text{ mm} = 110^{\circ}\text{C}$$

Fig. 54





INTERMITTENCE THERMIQUE
(Zone de mélange externe)

$$T^o - T^r = 25^{\circ}\text{C}$$

$$U_i^o = 18 \text{ m/s}$$

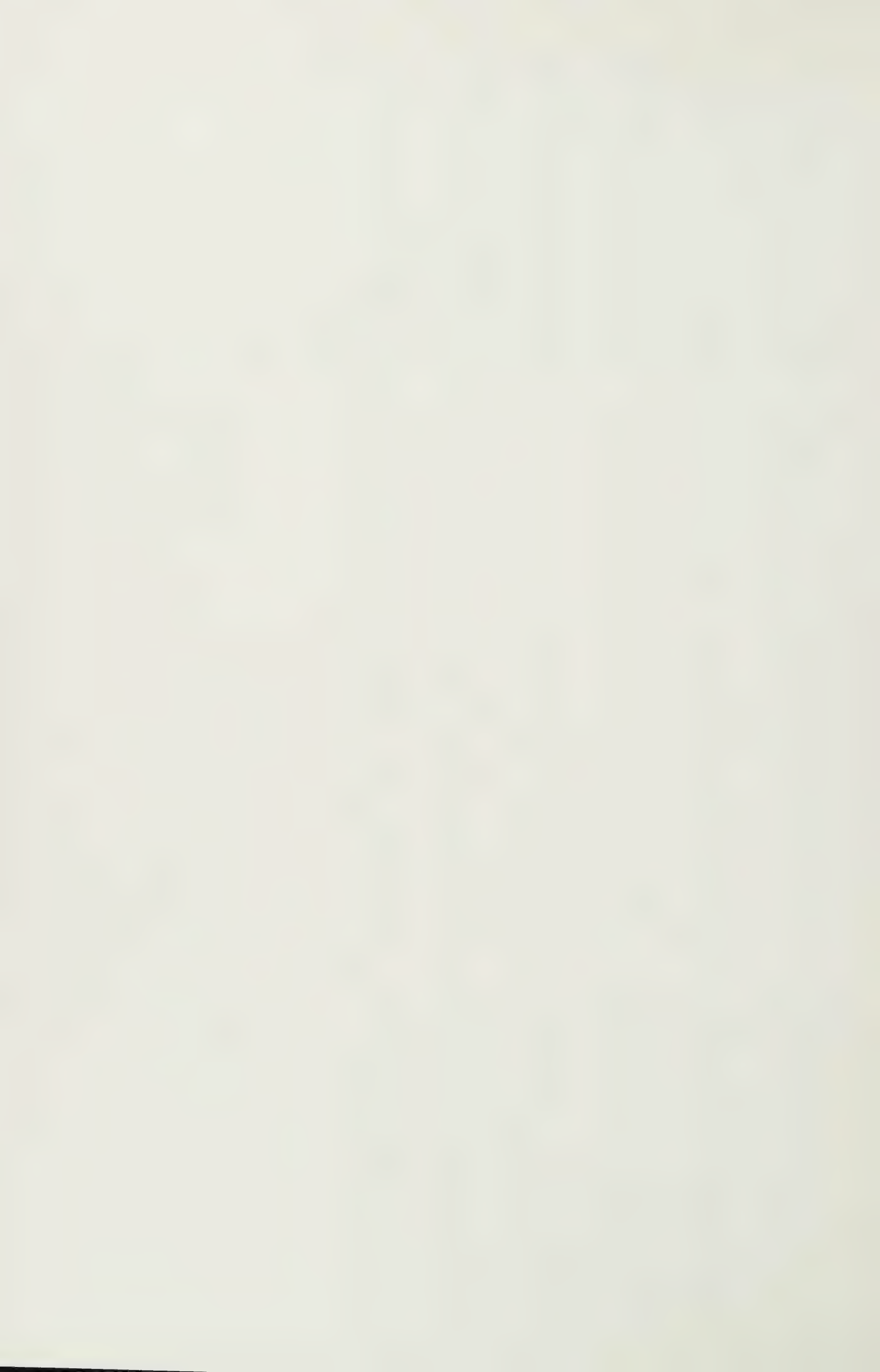
$$x_1 = 80 \text{ mm}$$

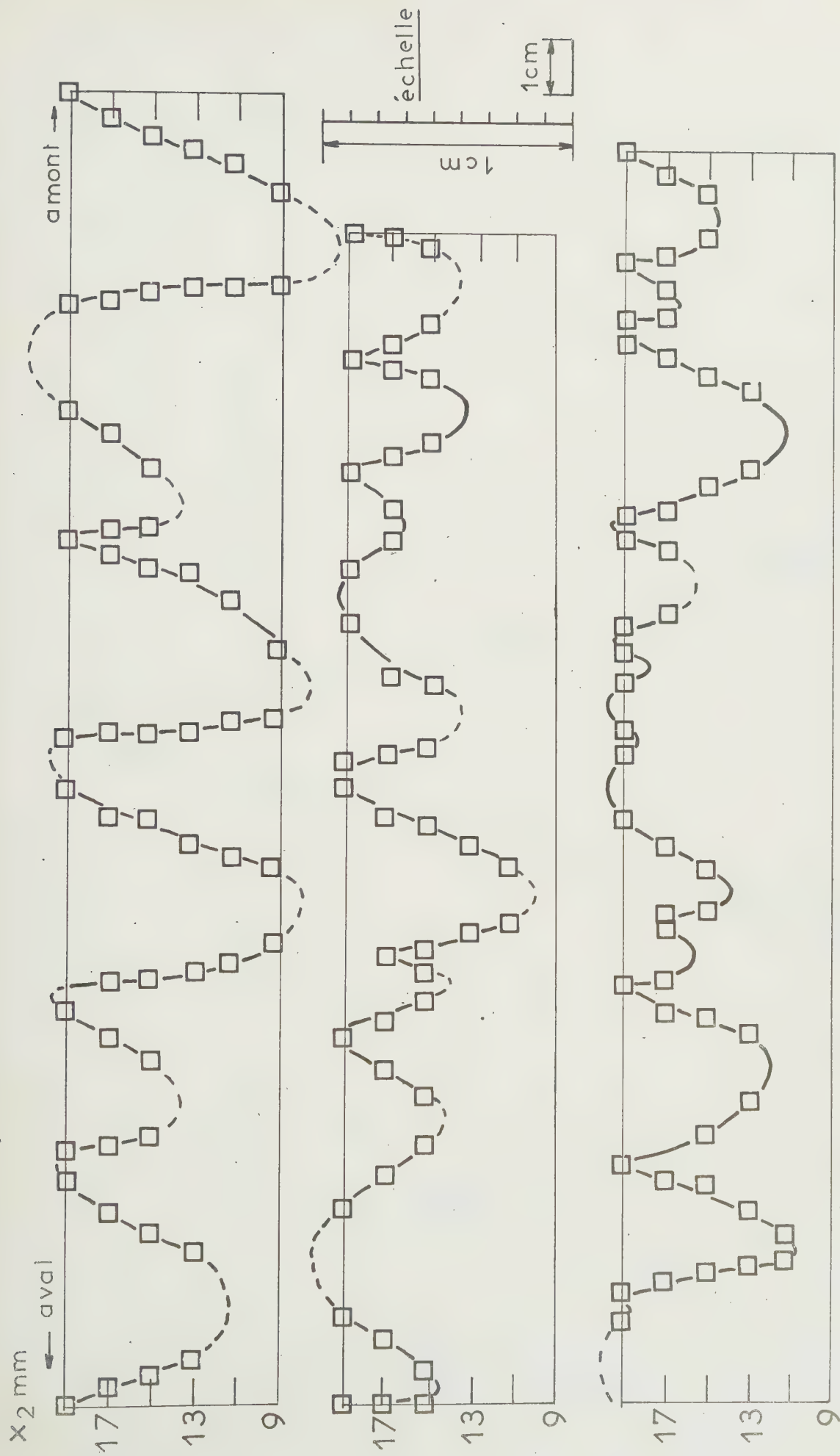
$$x_2 =$$

$$1 \text{ cm} = 1/80 \text{ s}$$

$$1 \text{ mm} = 1,10^{\circ}\text{C}$$

Fig. 55





pente moyenne des fronts à $x_2=13$ mm $\chi_c=0,31$

fronts amonts 0,86

fronts avals 0,33

$x_1 = 80$ mm

$U_1^0 = 18$ m/s

$U_1^c \text{ supposée} = 0,95 U_1^0$

Fig. 56 Forme approximative de la Frontière interne de la zone de mélange déduite des enregistrements thermiques simultanés.



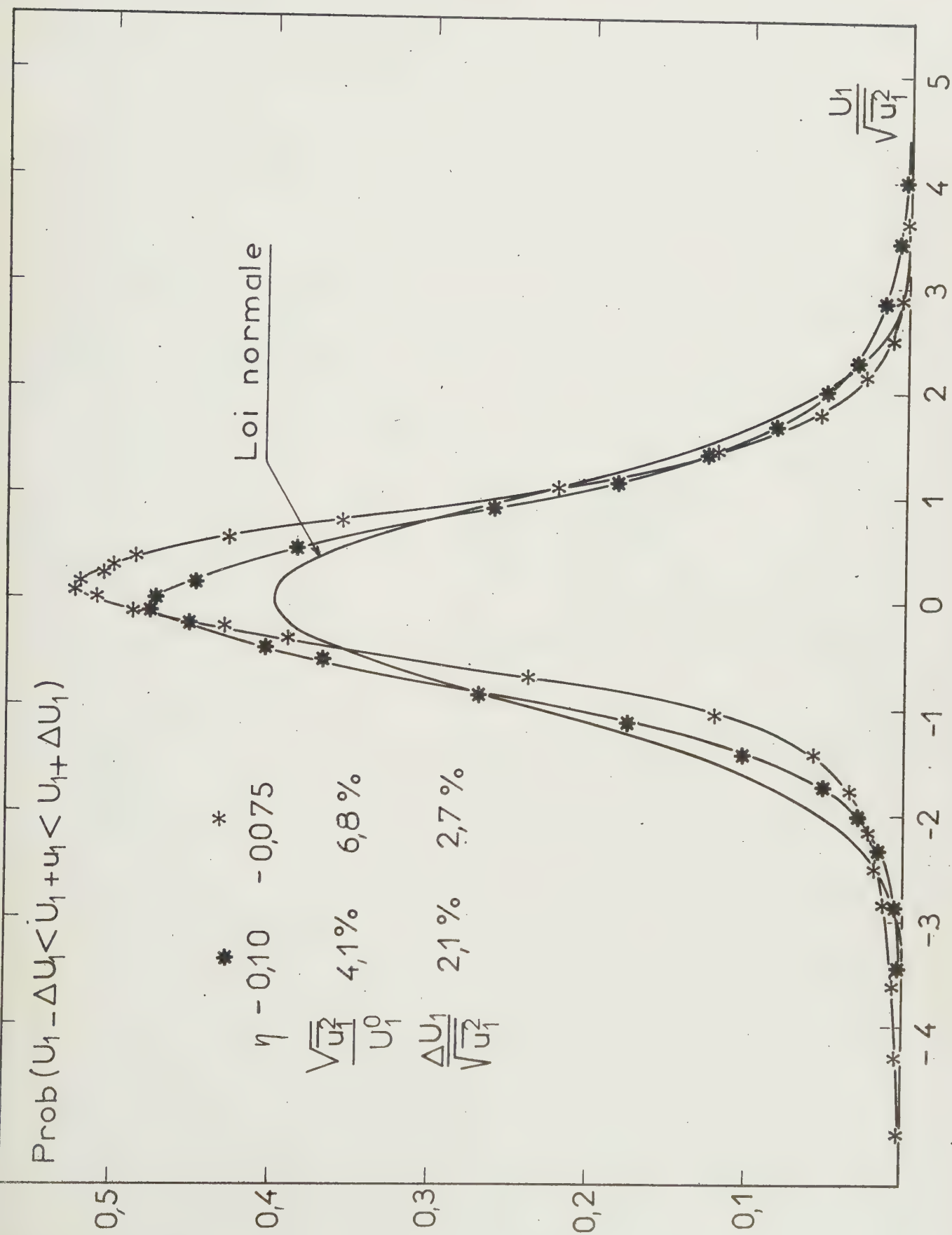


Fig. 57 Courbes de probabilité de la composante $U_1 + u_1$ sur le bord interne de la zone de mélange



Vu.

Les membres du jury :

[Signature]

[Signature]
[Signature]

MM. MATHIEU

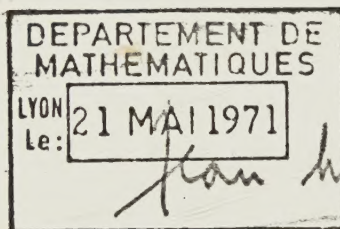
BRUN

GODET

Mlle COMTE-BELLOT

Vu et approuvé.

Le Directeur de l'U.E.R.
de *Mathématiques*.



Vu et accordé le permis d'imprimer.

Lyon, le 24 mai 1971

Le Président de l'Université
Claude Bernard,

[Signature]
J. BOLDIN

Le Directeur de l'U.S.A.
de l'Administration



Le Président de l'Université
de l'Administration

17

1. 2000

Handwritten signature

Handwritten signature

MR. MATHEW
BRI
GOET
MR. COURTNEY

